ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Т. XXII № 4

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 4

АПРЕЛЬ

Материалы Всесоюзной конференции по физике диэлектриков
под общей редакцией д-ра физ.-мат. наук Г. И. Сканави

Материалы VIII Всесоюзного Совещания по катодной электронике
под общей редакцией д-ра физ.-мат. наук Л. Н. Добрецова,
канд. физ.-мат. наук А. Р. Шульмана, канд. физ.-мат. наук
В. Н. Лепешинской

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-02697 Подписано к печати 25/IV 1958 г. Тираж 3050 экз. Зак. 200
Формат бумаги 70×108[1]/[16]. Бум. л. 3,5 Печ. л. 9,6+3 вкл. Уч.-изд. л. 10,6

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы Всесоюзной конференции по физике диэлектриков

(Днепропетровск, август 1956 г.)

(Продолжение, см. № 3 за 1958 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. ЧУЕНКОВ

ПОВЕДЕНИЕ ВАЛЕНТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ТИПА ГЕРМАНИЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Рассмотрим валентный кристалл типа германия, ширина зоны проводимости которого по крайней мере в два раза больше ширины запрещенной зоны* (мы будем рассматривать лишь кристаллы с электронной проводимостью).

Функция распределения электронов проводимости в сильном электрическом поле с учетом рассеяния электронов на оптических и акустических колебаниях решетки, ионизации электронным ударом, генерации (тепловая генерация, эффект Зинера, эффект Френкеля) и рекомбинации может быть представлена в виде

$$f(\varepsilon, \theta) = f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon)\cos\theta \tag{1}$$

при $\varepsilon > \hbar\omega_0$ (где ε — энергия электрона и ω_0 — частота оптических колебаний решетки).

$$f_0(\varepsilon) = \exp\left(-\int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon} \frac{b(\varepsilon)}{a(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right)\cdot\left[C_1 - \int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon} \frac{j(\varepsilon)\,d\varepsilon}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2} a(\varepsilon)}\exp\left(\int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon}\frac{b(\varepsilon)}{a(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right)d\varepsilon\right], \tag{2}$$

$$f_1(\varepsilon) = -\frac{eE\sqrt{\frac{2}{m^*}}}{\frac{1}{4}\frac{a_0k_0T}{m^*w^2} + \frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon + \varepsilon^{-1/2}W_{\text{и}}(\varepsilon) + \varepsilon^{-1/2}W_{\text{рек}}(\varepsilon)}\,\frac{df_0}{d\varepsilon}. \tag{3}$$

При расчете функции распределения предполагалось, что вероятность рассеяния электронов на акустических и оптических колебаниях решетки равна [2]:

$$P_a^{\text{ак, оп}} = \frac{4\pi}{9} C^2_{\text{ак, оп}}\sigma^2 \frac{N_\sigma}{MN\hbar\omega_\sigma}\delta(\xi) \tag{4}$$

в случае поглощения электроном фонона,

$$P_e^{\text{ак, оп}} = \frac{4\pi}{9} C^2_{\text{ак, оп}}\sigma^2 \frac{N_\sigma + 1}{MN\hbar\omega_\sigma}\delta(\xi) \tag{5}$$

в случае испускания электроном фонона.

Эффективное сечение ионизации принималось равным

$$Q(\varepsilon, \varepsilon^*) = S_0(\varepsilon - I - \varepsilon^*), \tag{6}$$

где ε — энергия ионизующего электрона, I — ширина запрещенной зоны,

* Германий и кремний этому условию удовлетворяют. Даже ширина валентной зоны в германии составляет около 20 eV [1] (ширина зоны проводимости еще больше), в то время как ширина запрещенной зоны составляет 0,75 eV.

ε^* — энергия электрона в валентной зоне, отсчитываемая от ее верхнего края, S_0 — константа. Предполагая, что плотность состояний в валентной зоне в зависимости от ε^* равна

$$n_b(\varepsilon^*) = \beta \varepsilon^{*1/2}, \tag{7}$$

получим для вероятности ионизации электроном с энергией ε следующее выражение:

$$W_{\text{и}}(\varepsilon) = S_0 \beta \sqrt{\frac{2}{m^*}} \int_0^{\varepsilon - I} \varepsilon^{1/2} (\varepsilon - I - \varepsilon^*) \varepsilon^{*1/2} d\varepsilon^* = \gamma_0 \varepsilon^{1/2} (\varepsilon - I)^{5/2}. \tag{8}$$

В формулах (1) — (5) приняты следующие обозначения:

$$a(\varepsilon) = \frac{\frac{2e^2E^2}{3m^*}\varepsilon}{\frac{1}{4}\frac{a_0 k_0 T}{m^* w^2} + \frac{8 b_0 c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon + \varepsilon^{-1/2} W_{\text{и}}(\varepsilon) + \varepsilon^{-1/2} W_{\text{рек}}(\varepsilon)} + \left(b_0 c_0 \hbar\omega_0 + \frac{a_0 k_0 T}{2}\right)\varepsilon^2, \tag{9}$$

$$b(\varepsilon) = \left(\frac{a_0}{2} + 2b_0\right)\varepsilon^2, \qquad a_0 = \frac{16\sqrt{2} C_{\text{ак}}^2 \Delta m^{*5/2}}{9\pi M \hbar^4}, \tag{10}$$

$$b_0 = \frac{4\sqrt{2} C \Delta m_{\text{оп}}^{2\;*5/2}}{9\pi M \hbar^4}, \qquad c_0 = \frac{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_0 T}} + 1}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_0 T}} - 1}, \tag{11}$$

$$N_\sigma = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_\sigma}{k_0 T}} - 1}; \qquad \gamma_0 = \frac{4}{15}\sqrt{\frac{2}{m^*}}\, S_0 \beta, \tag{12}$$

e — заряд электрона, m^* — эффективная масса электрона, θ — угол между направлением электрического поля и направлением скорости электрона, E — напряженность электрического поля, k_0 — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, w — скорость звука, M — масса атомов, составляющих решетку, $\hbar$ — постоянная Планка, Δ — объем элементарной ячейки, $W_{\text{рек}}(\varepsilon)$ — вероятность рекомбинации, $C_{\text{ак}}$ и $C_{\text{оп}}$ — постоянные, σ — волновое число фонона, N — число элементарных ячеек в кристалле, C_1 и ε_p — произвольные постоянные, ω_σ — частота колебаний решетки, причем $\omega_\sigma = w\sigma$ — для акустических колебаний и $\omega_\sigma = \omega_0$ — для оптических колебаний, $\delta(\xi)$ — δ-функция от аргумента

$$\xi = \varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} \pm \hbar\omega_\sigma,$$

где $\varepsilon_{\mathbf{k}'}$ и $\mathbf{k}'$ — соответственно энергия и импульс электрона после рассеяния, а $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ и $\mathbf{k}$ — до рассеяния; $j(\varepsilon) = N_i^0(\varepsilon) + G_T(\varepsilon) - R(\varepsilon) - N_i(\varepsilon)$ — поток электронов в энергетическом пространстве, причем $N_i^0(\varepsilon)$ и $G_T(\varepsilon)$ — число электронов, приходящих в единицу времени в область от 0 до ε, соответственно, вследствие ионизации и генерации, а $R(\varepsilon)$ и $N_i(\varepsilon)$ — число электронов, покидающих в единицу времени область от 0 до ε, соответственно, вследствие рекомбинации и ионизации.

Заметим, что в (3) и (9) можно отбросить член с $W_{\text{рек}}(\varepsilon)$ даже при очень большой концентрации центров рекомбинации.

Рассмотрим сначала такие значения E, при которых ионизация электронным ударом, а также эффекты Зинера и Френкеля не играют суще-

ственной роли (концентрация электронов не зависит от E), так что $j(\varepsilon) = 0$. В этом случае

$$f_0(\varepsilon) = C_1^0 \exp\left[-\int_0^{\varepsilon} \frac{\left(\frac{a_0}{2} + 2b_0\right)\varepsilon^2 d\varepsilon}{\frac{2e^2E^2/3m^* \cdot \varepsilon}{\frac{1}{4}\frac{a_0k_0T}{m^*w^2} + \frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon} + \left(b_0c_0\hbar\omega_0 + \frac{a_0k_0T}{2}\right)\varepsilon^2}\right], \quad (13)$$

$$f_1 = -\frac{eE\sqrt{\frac{2}{m^*}}}{\frac{1}{4}\frac{a_0k_0T}{m^*w^2} + \frac{8b_0c_0}{8\hbar\omega_0}\varepsilon}\frac{df_0}{d\varepsilon}. \quad (14)$$

Рассмотрим несколько предельных случаев.

1. Электрическое поле, а вместе с тем и средняя энергия электронов так малы, что $\frac{1}{4}\frac{a_0k_0T}{m^*w^2} \gg \frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\bar{\varepsilon}$, а в (13) можно пренебречь членом, содержащим E. Тогда при $k_0T > \hbar\omega_0$

$$f_0(\varepsilon) = C_1^0 e^{-\frac{\varepsilon}{k_0T}}, \quad f_1 = -\frac{4m^*w^2e\sqrt{\frac{2}{m^*}}}{a_0k_0T} E\frac{df_0}{d\varepsilon}, \quad (15)$$

а подвижность электронов

$$\mu_0 = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{e\hbar^4Mw^2}{C_{\text{ак}}^2\Delta m^{*5/2}k_0^{3/2}}T^{-3/2}. \quad (16)$$

2. Напряженность электрического поля такова, что в знаменателе подынтегрального выражения в (13) можно пренебречь членом, не содержащим E. Однако средняя энергия электронов еще не очень велика, так что по-прежнему $\frac{1}{4}\cdot\frac{a_0k_0T}{m^*w^2} \gg \frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\bar{\varepsilon}$. При этих предположениях получаем (в этом случае условие $k_0T > \hbar\omega_0$ не обязательно, так как в сильном поле $\bar{\varepsilon} > \hbar\omega_0$ и при низких температурах):

$$f_0 = C_1^0 \exp\left[-\frac{3}{32}\cdot\frac{a_0^2k_0T}{e^2w^2E^2}\left(1 + \frac{C_{\text{оп}}^2}{C_{\text{ак}}^2}\right)\varepsilon^2\right], \quad f_1 = -\frac{4\sqrt{2m^*}\,ew^2}{a_0k_0T}E\frac{df_0}{d\varepsilon}, \quad (17)$$

$$\mu = \frac{\sqrt{2\pi}}{3^{3/4}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)(m^*k_0T)^{1/4}}\left(1 + \frac{C_{\text{оп}}^2}{C_{\text{ак}}^2}\right)^{1/4}\left(\frac{elw}{E}\right)^{1/2}, \quad (18)$$

где $\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)$ — γ-функция, а длина свободного пробега

$$l = \frac{9\pi M\hbar^4w^2}{4C_{\text{ак}}^2\Delta m^{*2}k_0T}. \quad (19)$$

Электрическое поле, при котором формула (16) переходит в формулу (18), примерно равно

$$E_1 = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{w}{\mu_0}\cdot\frac{\left(1 + \frac{1}{2}\cdot\frac{\hbar\omega_0}{k_0T}c_0\frac{C_{\text{оп}}^2}{C_{\text{ак}}^2}\right)}{\left(1 + C_{\text{оп}}^2/C_{\text{ак}}^2\right)^{1/2}}. \quad (20)$$

Поле E_1 определялось из уравнения (см. (13))

$$\frac{8}{3}\cdot\frac{e^2w^2E^2}{a_0k_0T}=\left(\frac{a_0k_0T}{2}+b_0c_0\hbar\omega_0\right)\varepsilon_{m1},$$

где ε_{m1} — энергия, удовлетворяющая условию максимума функции $\varepsilon^{3/2}f_0(\varepsilon)$, причем $f_0(\varepsilon)$ бралась в форме (13) при соблюдении неравенства

$$\frac{1}{4}\cdot\frac{a_0k_0T}{mw^2}\gg\frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon.$$

3. Электрическое поле и средняя энергия электронов так велики, что, кроме первого условия второго пункта, выполняется условие

$$\frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\bar{\varepsilon}\gg\frac{1}{4}\cdot\frac{a_0k_0T}{m^*w^2};$$

в этом случае

$$f_0(\varepsilon)=C_1^0\exp\left[-\frac{2}{3}\cdot\frac{a_0b_0c_0m^*}{\hbar\omega_0e^2E^2}\left(1+\frac{C_{\text{оп}}^2}{C_{\text{ак}}^2}\right)\varepsilon^2\right];$$

$$f_1(\varepsilon)=-\frac{3e\sqrt{\frac{2}{m^*}}\hbar\omega_0}{8b_0c_0\varepsilon}E\frac{df_0}{d\varepsilon},\tag{21}$$

а μ и скорость дрейфа электронов равны:

$$\mu=\left(\frac{3\hbar\omega_0}{2\pi m^*c_0}\right)^{1/2}\left(1+\frac{C_{\text{ак}}^2}{C_{\text{оп}}^2}\right)^{1/2}\frac{1}{E};\quad v_{\text{др}}=\mu E=\left(\frac{3\hbar\omega_0}{2\pi m^*c_0}\right)^{1/2}\left(1+\frac{C_{\text{ак}}^2}{C_{\text{оп}}^2}\right)^{1/2}.\tag{22}$$

Электрическое поле E_2, при котором (18) переходит в (22), примерно:

$$E_2=\frac{\hbar\omega_0}{\sqrt{\pi m^*}c_0\mu_0w}\left(1+\frac{C_{\text{оп}}^2}{C_{\text{ак}}^2}\right)^{1/2}\frac{C_{\text{ак}}^2}{C_{\text{оп}}^2}.\tag{23}$$

Поле E_2 определялось из уравнения (см. (13)):

$$\frac{1}{4}\cdot\frac{a_0k_0T}{m^*w^2}=\frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon_{m2},$$

где ε_{m2} — энергия, удовлетворяющая условию максимума функции $\varepsilon^{3/2}f_0(\varepsilon)$, причем $f_0(\varepsilon)$ бралась в виде (13) при отбрасывании в знаменателе подынтегрального выражения члена, не содержащего E.

Зависимость подвижности электронов от напряженности электрического поля E, отражаемая формулами (16), (18), (22), экспериментально наблюдена в работе [3]. Там же приведены значения E_1, E_2, $v_{\text{др}}$.

Подберем теперь параметры $C_{\text{ак}}$, $C_{\text{оп}}$ и m^* таким образом, чтобы четыре уравнения — (16), (20), (22) и (23) — давали наилучшее согласие теории с опытом. Результаты приведены в таблице.

Рассмотрим теперь такие значения E, при которых ионизация электронным ударом играет существенную роль ($j(\varepsilon)\neq 0$), и попытаемся

Материал	E_1, V см$^{-1}$		E_2, V см$^{-1}$		$v_{\text{др}}$, см сек$^{-1}$		$C^2_{\text{оп}}/C^2_{\text{ак}}$	m^*
	теория	опыт	теория	опыт	теория	опыт		
Электронный германий	888	890	$5{,}1\cdot10^3$	$3{,}8\cdot10^3$	$4{,}6\cdot10^6$	$6{,}3\cdot10^6$	6,2	$0{,}53m_0$
Электронный кремний	$4{,}5\cdot10^3$	$3{,}2\cdot10^3$	$2{,}7\cdot10^4$	$2{,}0\cdot10^4$	$7{,}2\cdot10^6$	$8{,}9\cdot10^6$	4	$0{,}8\,m_0$

определить критическое поле $E_{кр}$, при котором начинается размножение электронов (рекомбинация не в состоянии скомпенсировать увеличение числа электронов вследствие ионизации) и нарушается электрическая прочность материала.

Введем величину ε_p — такое значение энергии, при котором электрон получает от поля в единицу времени в среднем столько же энергии, сколько он отдает решетке. На основании (2) и (3) получим, согласно [4], следующее уравнение для ε_p:

$$\frac{3m^*\varepsilon_p b(\varepsilon_p)}{2e^2E^2}\left(\frac{a_0k_0T}{2}+b_0c_0\hbar\omega_0\right)\left[\frac{1}{4}\frac{a_0k_0T}{m^*w^2}+\frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon_p+\gamma_0(\varepsilon_p-I)^{5/2}\right]=\frac{j(\varepsilon_p)}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}C_1}. \tag{24}$$

Так как в валентных кристаллах вероятность рассеяния электронов на колебаниях решетки растет с ростом энергии электрона (в этом можно убедиться, проинтегрировав (4) и (5) по волновым числам σ), то все электроны с энергией $\varepsilon < \varepsilon_p$ в среднем ускоряются полем, а электроны с $\varepsilon > \varepsilon_p$ в среднем тормозятся решеткой, причем

$$\frac{d\varepsilon_p}{dE} > 0.$$

Обозначим через ε_1 энергию, при которой вероятность ионизации равна вероятности рассеяния на колебаниях решетки. При $\varepsilon < \varepsilon_1$ преобладает рассеяние на колебаниях решетки, при $\varepsilon > \varepsilon_1$ более вероятны ионизационные столкновения, причем переход от первого случая ко второму является довольно резким (см. (26)).

Из сказанного ясно, что при $\varepsilon_p < \varepsilon_1$ электроны, попавшие в область $0 \leqslant \varepsilon \leqslant \varepsilon_p$ вследствие ионизации, не могут в среднем достигнуть таких значений ε, при которых они будут способны снова ионизовать (при $\varepsilon < \varepsilon_1$ наиболее вероятно рассеяние на колебаниях решетки). В этом случае в область $\varepsilon > \varepsilon_1$ попадает лишь относительно небольшое число электронов путем флюктуаций. Ясно, что в этих условиях электронная лавина не может развиваться. Наоборот, при $\varepsilon_p > \varepsilon_1$ электроны, попавшие в область $0 \leqslant \varepsilon \leqslant \varepsilon_p$ вследствие ионизации, ускоряются полем до таких значений ε, где они снова могут ионизовать. Таким образом, в этом случае создаются условия для образования электронной лавины и нарушения электрической прочности кристалла. На основании сказанного, критерием нарушения электрической прочности валентных кристаллов типа германия может являться условие

$$\varepsilon_p(E_{кр}) = \varepsilon_1, \tag{25}$$

где ε_1 — величина, находимая, согласно определению, из уравнения (см. (3) и (8)):

$$\frac{1}{4}\cdot\frac{a_0k_0T}{m^*w^2}+\frac{8b_0c_0}{3\hbar\omega_0}\varepsilon_1=\gamma_0(\varepsilon_1-I)^{5/2}. \tag{26}$$

Заметим теперь, что при $\varepsilon_p = \varepsilon_1$ величина ε_p приближенно удовлетворяет еще одному уравнению. Действительно, можно предполагать, что в сильном электрическом поле функция распределения резко падает лишь при таких значениях ε, где существенную роль начинает играть ионизация, т. е. при $\varepsilon > \varepsilon_1$ (численные оценки подтверждают это предположение). При $\varepsilon < \varepsilon_1$ значение $f_0(\varepsilon)$ меняется слабо с ростом ε, однако здесь мала вероятность ионизации. Следовательно, в этих условиях максимальное число ионизаций приходится на электроны с энергией $\varepsilon \approx \varepsilon_p = \varepsilon_1$.

Итак, величина ε_p должна удовлетворять еще следующему уравнению (см. (2), (8)):

$$\frac{d}{d\varepsilon}\left[W_и(\varepsilon)\,f_0(\varepsilon)\,\varepsilon^{1/2}\right]_{\varepsilon=\varepsilon_p}=0, \tag{27}$$

откуда

$$\frac{j(\varepsilon_p)}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}\cdot C_1} = \frac{\frac{7}{2}\,\varepsilon_p - I}{\varepsilon_p(\varepsilon_p - I)}\,a(\varepsilon_p) - b(\varepsilon_p). \qquad (28)$$

Комбинация (24), (28) и (25) приводит к следующему выражению (после упрощений) для напряженности поля $E_{кр}$, при которой происходит нарушение электрической прочности:

$$E_{кр} = \frac{16}{3}\sqrt{\frac{2}{7\pi}}\cdot\frac{C_{оп}^2}{C_{ак}^2}\cdot\frac{m^{*1/2}w^2}{\mu_0(k_0T)^{3/2}(\hbar\omega_0)^{1/2}}\,\varepsilon_1(\varepsilon_1 - I)^{1/2}\left(\frac{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_0T}}+1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_0T}}-1}\right)^{1/2}, \qquad (29)$$

где μ_0 — подвижность в слабом поле (см. (16)). В формулах (26) и (29) один неизвестный параметр — $S_0\beta$ (см. (12)).

Опыты по пробою широких $p-n$-переходов [5] дают для германия при комнатной температуре $E_{кр} = 9\cdot10^4 \text{V см}^{-1}$. Отсюда можно оценить параметр $S_0\beta = 1{,}65\cdot10^{35}$ (в CGSE). Если эффективное сечение ионизации при $\varepsilon \approx 3I$ считать равным 10^{-16} см², то $S_0 \approx 10^{-4}$ (см. (6)), а $\beta \approx 1{,}8\cdot10^{39}$. Зная β, получим для ширины валентной зоны германия значение около 20 eV, что согласуется с другими данными [1]. Для кремния при том же $S_0\beta$ получим при $T = 300°$K значение $E_{кр} = 6{,}6\cdot10^5$ V см$^{-1}$.

Расчет показывает, что с ростом температуры $E_{кр}$ возрастает по линейному закону, что согласуется с опытными данными [6, 7]. Однако теория дает более резкий рост $E_{кр}$ с температурой. Например, для германия в интервале $120 \div 340°$K теория дает изменение $E_{кр}$ в 2,3 раза, а опыт — в 1,3 раза [6]; для кремния в интервале $100 \div 400°$K теория дает изменение $E_{кр}$ в 1,7 раза, а опыт — в 1,15 раза [7]. Более слабый рост $E_{кр}$ с температурой, наблюдаемый на опыте, объясняется тем, что опытные данные получены при пробое резких $p-n$-переходов, где возможны более высокие значения E, чем в однородном полупроводнике, для которого справедливы наши расчеты. Естественно, что при более высоких значениях E влияние температуры на пробой сказывается слабее. Это подтверждается данными, приведенными в [7], где показано, что в переходах, в которых возможны очень большие значения $E \approx 10^6$ V см$^{-1}$, температурная зависимость $E_{кр}$ вообще не наблюдается. Величина ε_1 при $T = 300°$K оказывается равной 2,6 eV для германия и 4 eV для кремния. Это обстоятельство указывает на одну из причин, при которой на производство пары электрон — дырка при облучении полупроводника электронами расходуется энергия ε^*, значительно превышающая ширину запрещенной зоны (при $\varepsilon < \varepsilon_1$ преобладает рассеяние на колебаниях решетки). Опытное значение $\varepsilon^* \approx 3 \div 4$ eV.

Таким образом, теория позволяет объяснить целый ряд опытных данных о поведении полупроводников в сильном электрическом поле при предположении, что электрон обладает некоторой скалярной эффективной массой m^*, значение которой является промежуточным между значением продольной массы и значением поперечной массы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Sugita T., Yamaka E., Repts Electr. Commun. Lab., Nippon Teleqr. and Teleph. Public Corp., 2, 8, 24 (1954).
2. Heller W. R., Phys. Rev., 84, 1130 (1951),
3. Ryder E. J., Phys. Rev., 90, 766 (1953).
4. Чуенков В. А. Изв. Томск. политхн. ин-та, 91, 45 (1956).
5. Вул Б. М. и Шотов А. П., Радиотехн. и электроника, 2, 1080 (1956).
6. Шотов. А. П., ЖТФ, 26, 1634 (1956).
7. Mckay K., Phys. Rev., 94, 877 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. ЧУЕНКОВ

К ВЫВОДУ КРИТЕРИЯ НАРУШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

В настоящее время на основании большого числа опытных данных можно считать, что электрический пробой твердых диэлектриков происходит вследствие ионизации атомов (ионов) диэлектрика электронным ударом и образования электронной лавины.

Ахиезер и Лифшиц в 1940 г. указали [1], что наиболее строгое условие нарушения электрической прочности диэлектрика может быть получено из решения соответствующего данной проблеме кинетического уравнения.

В работе [2] на основании физических соображений с использованием полученной из решения кинетического уравнения функции распределения электронов проводимости в сильном электрическом поле был сформулирован критерий нарушения электрической прочности ионных кристаллов, дающий удовлетворительное согласие теории с опытом. Однако указанный критерий не вытекал непосредственно из решения кинетического уравнения.

В настоящей работе при более строгом решении кинетического уравнения с явным учетом рекомбинационных процессов делается попытка показать, что критерий нарушения электрической прочности, сформулированный в работе [2], вытекает непосредственно из кинетического уравнения.

Рассмотрим однородный диэлектрик, ширина зоны проводимости которого по крайней мере раза в два больше ширины запрещенной зоны (только в этом случае применим метод эффективной массы). Пусть электрическое поле направлено по оси z. Стационарное интегро-дифференциальное уравнение для функции распределения запишем в этом случае в виде

$$eE\frac{\partial f}{\partial P_z} = (b-a)_{\text{реш}} + (b-a)_{\text{ион}} + (b-a)_{\text{рек}} + \bar{g}_T(\varepsilon). \qquad (1)$$

Здесь f — функция распределения, e — заряд электрона, P_z — составляющая импульса электрона по оси z, E — напряженность внешнего электрического поля, $(b-a)_{\text{реш}}$, $(b-a)_{\text{ион}}$, $(b-a)_{\text{рек}}$ — изменение числа электронов в единицу времени в данной области фазового пространства, соответственно, вследствие рассеяния на колебаниях решетки, ионизационных и рекомбинационных столкновений. Под величиной $g_T(\varepsilon)$ мы будем подразумевать изменение числа электронов в единицу времени в данной области фазового пространства вследствие тепловой генерации, эффекта Зинера и эффекта Френкеля (в дальнейшем эти три эффекта будем называть просто генерацией). Изменение числа электронов в фазовом пространстве вследствие столкновений, приводящих к возникновению возбужденных состояний, учитывать не будем по указанным в работе [2] причинам.

Функцию распределения представим в виде

$$f = f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon)\cos\theta, \qquad (2)$$

где ε — энергия электрона, θ — угол между направлением скорости электрона и направлением электрического поля.

Всю совокупность значений ε разобьем на две области: 1) $0 \leqslant \varepsilon \leqslant I$, 2) $\varepsilon \geqslant I$.

Рассмотрим сначала область $0 \leqslant \varepsilon \leqslant I$, где I — потенциал ионизации или ширина запрещенной зоны. В этом случае получим (метод расчета $(b-a)_{\text{реш}}$ аналогичен приведенному в [2,3]) при $\varepsilon \gg \hbar\omega$.

$$f_0(\varepsilon) = \exp\left(-\int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon} \frac{b(\varepsilon)}{a(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right)\left[C_1 - \int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon} \frac{N_i^0(\varepsilon) + G_T(\varepsilon) - R(\varepsilon)}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2} a(\varepsilon)} \exp\left(\int\limits_{\varepsilon_p}^{\varepsilon} \frac{b(\varepsilon)}{a(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right) d\varepsilon\right], \quad (3)$$

$$f_1 = -\frac{\sqrt{\frac{2}{m^*}}\, eE\varepsilon}{g + \varepsilon^{1/2} W_{\text{рек}}(\varepsilon)} \frac{df_0}{d\varepsilon} \quad \text{при} \quad \varepsilon \leqslant \varepsilon'', \quad (4^*)$$

$$f_1 = -\frac{\sqrt{\frac{2}{m^*}}\, eE\varepsilon^2}{q + \varepsilon^{3/2} W_{\text{рек}}(\varepsilon)} \frac{df_0}{d\varepsilon} \quad \text{при} \quad \varepsilon \geqslant \varepsilon''. \quad (5)$$

где

$$a(\varepsilon) = \frac{2e^2E^2\varepsilon^3}{3m^*g} + r\ln\frac{4\varepsilon}{\hbar\omega}; \qquad b(\varepsilon) = p\ln\left(\frac{4\varepsilon}{\hbar\omega}\right) \quad \text{при} \quad \varepsilon \leqslant \varepsilon'', \quad (6)$$

$$a(\varepsilon) = \frac{2e^2E^2\varepsilon^3}{3m^*q} + r\ln\left(\frac{2\pi L_0}{\omega}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m^*}}\right); \qquad b(\varepsilon) = p\ln\left(\frac{2\pi L_0}{\omega}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m^*}}\right) \quad \text{при} \quad \varepsilon \geqslant \varepsilon'', \quad (7)$$

$$\varepsilon'' = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{8m^*a^2}, \quad (8)^{**}$$

$$p = \frac{\pi\sqrt{2m^*}\,e^2e^{**2}}{Ma^3}; \quad r = \frac{\pi\sqrt{m^*}\,e^2e^{**2}\hbar\omega}{\sqrt{2}Ma^3} \frac{e^{\frac{\hbar\omega}{k_0T}} + 1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_0T}} - 1}, \quad (9)$$

$$g = \frac{\pi\sqrt{2m^*}\,e^4}{Ma^3\hbar\omega_t} \frac{e^{\frac{\hbar\omega_t}{k_0T}} + 1}{e^{\frac{\hbar\omega_t}{k_0T}} - 1}; \quad q = \frac{\pi^3e^4\hbar L_0^2}{\sqrt{2m^*}Ma^3\omega_t} \frac{e^{\frac{\hbar\omega_t}{k_0T}} + 1}{e^{\frac{\hbar\omega_t}{k_0T}} - 1}, \quad (10)$$

$$L_0 = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{1}{a}, \quad (11)$$

$W_{\text{рек}}(\varepsilon)$ — вероятность рекомбинации электрона, m^* — эффективная масса электрона, a — постоянная решетки, M — приведенная масса ионов, k_0 — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, h — постоянная Планка, $\left(\hbar = \frac{h}{2\pi}\right)$, ω_t — частота поперечных оптических колебаний решетки, ω — эффективная частота продольных оптических колебаний решетки, e^{**} — эффективный заряд ионов. В отличие от работы [2] мы не разбивали область интегрирования по волновым числам L на две области: длинноволновую и коротковолновую. Вследствие этого значение ω в формулах (6), (7), (9) лежит между ω_t и ω_0, определяемой в [2] по формуле (25), а значение e^{**} лежит между e и e^*, определяемым в [2] по формуле

---

* В (4) и (5) члены, содержащие $W_{\text{рек}}(\varepsilon)$, малы по сравнению с g и q даже при концетрации центров рекомбинации порядка 10^{22} см$^{-3}$.

** Для щелочно-галоидных кристаллов $\varepsilon'' < I$, если $m^* \geqslant m_0$.

(24). Это обстоятельство, не внося изменений в численные расчеты, позволяет упростить вычисление функции распределения. Далее, $N_i^0(\varepsilon)$ и $G_T(\varepsilon)$ есть число электронов, приходящих в область от 0 до ε в единицу времени соответственно вследствие ионизации и генерации, а $R(\varepsilon)$ — число электронов, уходящих из области от 0 до ε вследствие рекомбинации.

Заметим, что в выражение для $N_i^0(\varepsilon)$ входят как электроны, перешедшие вследствие ионизации из валентной зоны в зону проводимости, так и электроны, перешедшие вследствие ионизации из области $\varepsilon \geqslant I$ в область $0 \leqslant \varepsilon \leqslant I$ (ионизующие электроны), так что

$$N_i^0(\varepsilon \to \infty) = 2N_i, \tag{12}$$

где N_i — полное число ионизаций в единицу времени. При этом предполагалось, что эффективное сечение ионизации изотропно, что вполне допустимо при малых значениях энергии ($\varepsilon \gtrsim I$) ионизующего электрона [4]. Заметим, далее, что генерация электронов имеет существенное значение лишь при малых значениях ε (где $\varepsilon < 0{,}1$ eV), так как вероятность всех трех эффектов, вызывающих генерацию электронов, резко падает с ростом ε [2]. То же самое справедливо и в отношении рекомбинации электронов [2, 5, 6]. Следовательно, при $\varepsilon \geqslant 0{,}1$eV имеем

$$G_T(\varepsilon) \approx G_T^0, \quad \frac{dG_T(\varepsilon)}{d\varepsilon} \approx 0,$$
$$R(\varepsilon) \approx R^0, \quad \frac{dR(\varepsilon)}{d\varepsilon} \approx 0, \tag{13}$$

где G_T^0 и R^0 — соответственно полное число генераций и рекомбинаций электронов в единицу времени.

Величины C_1 и ε_p в (3) являются произвольными постоянными.

При решении кинетического уравнения в области $\varepsilon \geqslant I$ можно ограничиться, как показывают оценки, лишь учетом действия внешнего поля и уходом электронов в область $0 \leqslant \varepsilon \leqslant I$ вследствие ионизации (это справедливо при $E \geqslant 10^5$ V cm^{-1}). Тогда уравнения для f_0 и f_1 принимают вид:

$$\frac{d}{dx}\left[\frac{x^3}{1 + a_0 x^2 (x-1)} \frac{df_0}{dx}\right] - \frac{b_0}{E^2} x(x-1) f_0 = 0, \tag{14}$$

$$f_1 = -\frac{\sqrt{\frac{2}{m^*}}\, eE\varepsilon^2}{q + \sqrt{\frac{2}{m^*}}\, NS_0 \varepsilon^2 (\varepsilon - I)} \frac{df_0}{d\varepsilon}, \tag{15}$$

где

$$x = \frac{\varepsilon}{I}; \quad a_0 = \sqrt{\frac{2}{m^*}}\,\frac{1}{q} NS_0 I^3; \quad b_0 = \frac{3m^{*1/2} q NS_0 I}{\sqrt{2}\, e^2}, \tag{16}$$

N — число отрицательных ионов в единице объема (в щелочно-галоидных кристаллах ионизация электронным ударом состоит в отрыве электрона от отрицательного иона), причем предполагалось, что эффективное сечение ионизации

$$Q(\varepsilon) = S_0(\varepsilon - I). \tag{17}$$

Делая замену переменного по формуле

$$y = \int \frac{1 + a_0 x^2 (x-1)}{x^3} dx, \tag{18}$$

получим вместо (14)

$$\frac{d^2 f_0}{dy^2} - \frac{b_0}{E^2} \frac{x^4 (x-1)}{1 + a_0 x^2 (x-1)} f_0(y) = 0, \tag{19}$$

где x в коэффициенте при $f_0(y)$ должно быть выражено через y, согласно формуле (18).

Коэффициент при $f_0(y)$ в интервале $1 \leqslant x \leqslant 3$ (функция f_0 резко падает уже при $x=2$) может быть с достаточной степенью точности (ошибка не превышает 5%) аппроксимирован в виде

$$\frac{x^4(x-1)}{1+a_0x^2(x-1)} \approx \eta_0 (y-y_0)^\alpha, \tag{20}$$

где

$$y_0 = a_0 - \frac{1}{2}, \qquad \eta_0 = \frac{8,4}{(1+2,6a_0)(0,35+0,21a_0)^\alpha},$$

$$\alpha = \frac{\ln\left(20,25\,\frac{1+0,29a_0}{1+2,6a_0}\right)}{\ln\frac{0,35+0,21a_0}{0,15+0,02a_0}}. \tag{21}$$

Подставляя (20) в (19) и учитывая, что в стационарном случае $f_0 \to 0$ при $y\to\infty$ (при этом $\varepsilon\to\infty$), получим

$$f_0 = C_2 \cdot \varkappa^{1/2} K_{\frac{1}{\alpha+2}}(\xi), \tag{22}$$

где $K_{\frac{1}{\alpha+2}}(\xi)$ — цилиндрическая функция третьего рода порядка $\frac{1}{\alpha+2}$ от аргумента

$$\xi(\varepsilon) = \frac{2c_0}{(\alpha+2)E}\varkappa(\varepsilon)^{\frac{\alpha+2}{2}}, \tag{23}$$

$$\varkappa(\varepsilon) = \frac{1}{2} - a_0 - \frac{I^2}{2\varepsilon^2} + a_0\left(\frac{\varepsilon}{I} - \ln\frac{\varepsilon}{I}\right); \; c_0^2 \approx b_0\eta_0. \tag{24}$$

Сшивание функций (3) и (22) и их первых производных при $\varepsilon = I$ дает два соотношения *:

$$\frac{N_i^0(I)+G_T(I)-R(I)}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}} = C_2 \cdot \frac{\pi}{2\sin\frac{\pi}{\alpha+2}}\left[\frac{a(I)}{I\cdot\Gamma\left(\frac{\alpha+3}{\alpha+2}\right)}\left(\frac{c_0}{(\alpha+2)E}\right)^{\frac{1}{\alpha+2}} - \frac{b(I)}{\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\alpha+2}\right)}\left(\frac{c_0}{(\alpha+2)E}\right)^{-\frac{1}{\alpha+2}}\right], \tag{25}$$

$$C_1 = C_2\frac{\pi\cdot a(I)}{2I\cdot b(I)\cdot\Gamma\left(\frac{\alpha+3}{\alpha+2}\right)\sin\frac{\pi}{\alpha+2}}\left(\frac{c_0}{(\alpha+2)E}\right)^{\frac{1}{\alpha+2}}\exp\left(\int_{\varepsilon_p}^{I}\frac{b(\varepsilon)}{a(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right) - \frac{N_i^0(\varepsilon_p)+G_T(\varepsilon_p)-R(\varepsilon_p)}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}b(\varepsilon_p)} - \int_{\varepsilon_p}^{I}\frac{\frac{dN^0_i(\varepsilon)}{d\varepsilon}}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}b(\varepsilon)}\exp\left(\int_{\varepsilon_p}^{\varepsilon}\frac{b(\varepsilon)}{d(\varepsilon)}\,d\varepsilon\right)d\varepsilon. \tag{26}$$

Далее функция (22) с достаточной степенью точности (погрешность не превышает 10%) может быть аппроксимирована в виде

$$f_0 \approx C_2\alpha_0 e^{-\beta_0\left(\frac{\varepsilon}{I}-1\right)^{r_0}}, \tag{27}$$

где

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{2\sin\frac{\pi}{\alpha+2}\cdot\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\alpha+2}\right)}\left(\frac{c_0}{(\alpha+2)E}\right)^{-\frac{1}{\alpha+2}}, \tag{28}$$

* Мы использовали разложение $K_{\frac{1}{\alpha+2}}(\xi)$ в ряд при малых ξ.

$$\beta_0 = \frac{2c_0}{(\alpha+2)E}\varkappa(\varepsilon=2I)^{\frac{\alpha+2}{2}} -$$

$$-\ln\left[\left(\frac{1}{\pi}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi}{\alpha+2}\cdot\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\alpha+2}\right)\varkappa(\varepsilon=2I)^{-\frac{\alpha}{4}}\left(\frac{c_0}{(\alpha+2)E}\right)^{-\frac{\alpha}{2(\alpha+2)}}\right], \quad (29)$$

$$r_0 = 1{,}1\left[\ln\beta_0 - \ln\ln\frac{\alpha_0}{\sqrt{\varkappa(\varepsilon=1{,}4I)}\cdot K_{\frac{1}{\alpha+2}}(\varepsilon=1{,}4I)}\right]. \quad (30)$$

Предполагая далее, что ионизующий и выбитый электроны после ионизации имеют одинаковую энергию ε, и используя (27), получим для $N_i^0(\varepsilon)$ (см. (3) и (12)) выражение

$$N_i^0(\varepsilon) = C_2\frac{64\pi N S_0\alpha_0}{m^{*2}}\int_0^{\varepsilon}\varepsilon(I+2\varepsilon)\,e^{-\beta_0\left(\frac{2\varepsilon}{I}\right)^{r_0}}d\varepsilon. \quad (31)$$

Итак, соотношения (3) — (5), (15) и (27) определяют функцию распределения электронов по энергиям и углам (см. (2)) в стационарном случае.

Для нахождения напряженности поля $E = E_{\text{кр}}$ (при которой невозможно стационарное решение кинетического уравнения и нарушается электрическая прочность диэлектрика) введем две характеристические величины, имеющие в стационарном случае вполне определенный физический смысл:

1) $\varepsilon_{1/2}$ — такое значение энергии, в области выше которого и ниже которого приходит в единицу времени одинаковое число электронов вследствие ионизации;

2) ε_{p} — такое значение энергии, при котором электрон получает от поля в единицу времени в среднем столько же энергии, сколько он отдает решетке. (Если бы электрическое поле ускоряло даже те электроны, которые испытывают максимальное торможение на колебаниях решетки, то стационарное состояние было бы заведомо нарушено; отсюда становится понятным существование в стационарном случае при данном значении E вполне определенного значения ε_{p}.)

Используя найденное решение кинетического уравнения (см. (3)—(5), (15), (27)), получим следующие соотношения для определения $\varepsilon_{1/2}$ и ε_{p}:

$$r_0\beta_0^{\frac{3}{r_0}}x_{1/2}^2 e^{-\beta_0 x_{1/2}^{r_0}}\left[K_1(x_{1/2},E) + \frac{2}{3}x_{1/2}K_2(x_{1/2},E)\right] - \Gamma\left(\frac{3}{r_0}\right) -$$

$$-\beta_0^{\frac{1}{r_0}}\Gamma\left(\frac{2}{r_0}\right) = 0, \quad (32)$$

$$\frac{2e^2E^2\varepsilon_{\text{p}}^2}{2e^2E^2\varepsilon_{\text{p}}^2 + 3m^*gr\cdot\ln\left(\frac{4\varepsilon_{\text{p}}}{\hbar\omega}\right)}\cdot\left[1 + \frac{N_i^0(\varepsilon_{\text{p}}) + G_T(\varepsilon_{\text{p}}) - R(\varepsilon_{\text{p}})}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}p\ln\left(\frac{4\varepsilon_{\text{p}}}{\hbar\omega}\right)C_1}\right] - 1 = 0, \quad (33)$$

при $\varepsilon_{\text{p}} \leqslant \varepsilon''$;

$$\frac{2e^2E^2\varepsilon_{\text{p}}^3}{2e^2E^2\varepsilon_{\text{p}}^3 + 3m^*qr\ln\left(\frac{2\pi L_0}{\omega}\sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{p}}}{m^*}}\right)}\times$$

$$\times\left[1 + \frac{N_i^0(\varepsilon_{\text{p}}) + G_T(\varepsilon_{\text{p}}) - R(\varepsilon_{\text{p}})}{2\pi\left(\frac{2}{m^*}\right)^{3/2}p\cdot\ln\left(\frac{2\pi L_0}{\omega}\sqrt{\frac{2\varepsilon_{\text{p}}}{m^*}}\right)}\,\frac{1}{C_1}\right] - 1 = 0 \quad (34)$$

при $\varepsilon_p \geqslant \varepsilon''$, где

$$K_1(x_{1/2}, E) = 1 + \frac{\beta_0}{1+\frac{2}{r_0}} x_{1/2}^{r_0} + \frac{\beta_0^2}{\left(1+\frac{2}{r_0}\right)\left(2+\frac{2}{r_0}\right)} x_{1/2}^{2r_0} + \ldots;$$

$$x_{1/2} = \frac{2\varepsilon_{1/2}}{I};$$

$$K_2(x_{1/2}, E) = 1 + \frac{\beta_0}{1+\frac{3}{r_0}} x_{1/2}^{r_0} + \frac{\beta_0^2}{\left(1+\frac{3}{r_0}\right)\left(2+\frac{3}{r_0}\right)} x_{1/2}^{2r_0} + \ldots, \qquad (35)$$

а C_1 определяется по формуле (26).

Заметим, что с ростом напряженности электрического поля растет средняя энергия, которую имеют электроны после ионизации. Следовательно, величина $\varepsilon_{1/2}$ должна расти с ростом E. Наоборот, величина ε_p должна убывать с ростом E, так как в ионных кристаллах вероятность рассеяния электронов на колебаниях решетки растет с уменьшением их энергии (выражения для вероятности рассеяния приведены в работе [2]). Отсюда, между прочим, следует, что электроны с $\varepsilon > \varepsilon_p$ в среднем ускоряются полем, а электроны с $\varepsilon < \varepsilon_p$ тормозятся решеткой.

Таким образом, стационарное решение кинетического уравнения имеет смысл лишь при таких значениях E, при которых уравнения (32)—(34), являющиеся следствием этого решения, приводят к условиям:

$$\frac{d\varepsilon_{1/2}}{dE} > 0, \quad \frac{d\varepsilon_p}{dE} < 0. \qquad (36)$$

Как показывают оценки, в сильном электрическом поле $\varepsilon_{1/2} \approx 1\,\mathrm{eV}$, т. е. гораздо больше, чем 0,1eV. Следовательно, согласно сказанному выше, $G_T(\varepsilon_{1/2}) \approx G_T^0$ — полному числу генераций в единицу времени, а $R(\varepsilon_{1/2}) \approx R^0$ полному числу рекомбинаций в единицу времени. Кроме того, по определению $N_i^0(\varepsilon_{1/2}) = N_i$ — полному числу ионизаций в единицу времени. Так как в стационарном случае полное число рождений частиц (число ионизаций плюс число генераций) должно равняться полному числу рекомбинаций, то

$$N_i^0(\varepsilon_{1/2}) + G_T(\varepsilon_{1/2}) - R(\varepsilon_{1/2}) = 0. \qquad (37)$$

Заметим теперь, что коэффициент C_1 (см. (26), (33) и (34)) может быть только положительным, так как при $C_1 \leqslant 0$ функция распределения в некоторой области значений ε (см. (3)) становится отрицательной или равной нулю, что не имеет физического смысла. Отсюда следует, что уравнениям (33) и (34) могут удовлетворять лишь значения $\varepsilon_p > \varepsilon_{1/2}$, так как при $\varepsilon_p \leqslant \varepsilon_{1/2}$ выражение $N_i^0(\varepsilon_p) + G_T(\varepsilon_2) - R(\varepsilon_p) \leqslant 0$ (см. (37)).

Используя теперь соотношение (см. (31), (37))

$$N_i^0(\varepsilon_p) + G_T(\varepsilon_p) - R(\varepsilon_p) = C_2 \frac{64\pi N S_0 \alpha_0}{m^{*2}} \int\limits_{\varepsilon_{1/2}}^{\varepsilon_p} \varepsilon (I + 2\varepsilon)\, e^{-\beta_0\left(\frac{2\varepsilon}{I}\right)^{r_0}} d\varepsilon, \qquad (38)$$

а также соотношения (26) и (31), мы можем из уравнений (32)—(34) получить зависимость $\varepsilon_{1/2}$ и ε_p от напряженности электрического поля E. Качественные графики такой зависимости, вытекающие из уравнений (32)—(34), приведены на рис. 1. Из графика видно, что при $E > E_{кр}$

значение $\frac{d\varepsilon_p}{dE} > 0$, а это противоречит одному из условий (36), которое имеет вполне определенный физический смысл.

Физическому смыслу противоречит также и то обстоятельство, что при $E > E_{кр}$ с ростом напряженности электрического поля тормозятся электроны, которые в более слабом поле ускорялись (например, электрон с энергией ε_1 ускорялся при $E = E_1$ (см. рис. 1) и тормозился при $E = E_2 > E_1$).

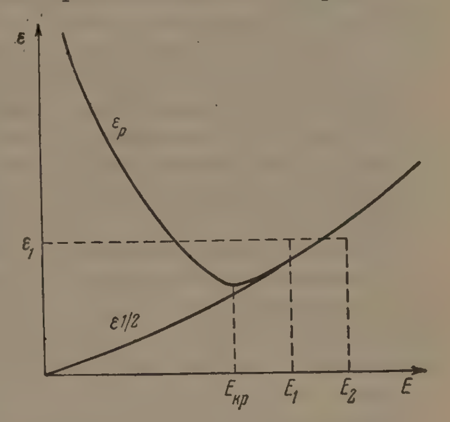


Рис. 1. Качественная зависимость $\varepsilon_{1/2}$ и ε_p от E

Таким образом, при $E > E_{кр}$ предположение о стационарности (37) является неоправданным, так как приводит к неверным следствиям. Напряженность поля $E = E_{кр}$, определяемая из условия

$$\frac{d\varepsilon_p}{dE} = 0, \qquad (39)$$

является той напряженностью поля, выше которой невозможен стационарный режим (нарушается баланс между ионизацией и рекомбинацией) и нарушается электрическая прочность. Совокупность уравнений (32)—(34), (39) позволяет определить $E_{кр}$, а также значения $\varepsilon_{1/2}$ и ε_p в момент нарушения электрической прочности. Применим полученные результаты к щелочно-галоидным кристаллам.

За исключением параметра S_0 (см. (17)), все величины в уравнениях (32)—(34), (39) известны. Подставляя в указанные уравнения опытные значения пробивной напряженности при комнатной температуре, получим:

$$S_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^2\,\text{г}^{-1} \text{ для KBr и } S_0 = 3{,}8 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^2\,\text{г}^{-1} \text{ для NaCl}.$$

При таких значениях S_0 эффективное сечение ионизации для электрона с энергией $\varepsilon \approx 3I$ составляет примерно 10^{-16} см^2, что является вполне разумным. При увеличении или уменьшении S_0 от указанного выше значения на порядок величина $E_{кр}$ соответственно увеличивается или уменьшается менее чем в 2 раза.

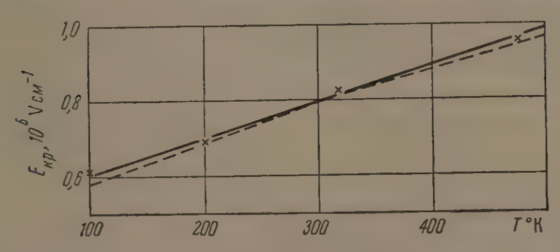


Рис. 2. Зависимость $E_{кр}$ от температуры для KBr: экспериментальная (сплошная) [7] и теоретическая (пунктирная) линии. Экспериментальная кривая получена при измерении на импульсах длительностью 10^{-6} сек (см. также [8])

Следовательно, теория дает совпадающие с опытом значения $E_{кр}$ для щелочно-галоидных кристаллов при разумном значении эффективного сечения ионизации. Вытекающая из теории температурная зависимость $E_{кр}$ для KBr также согласуется с опытными данными, полученными при пробое на импульсах длительностью 10^{-6} сек (рис. 2), когда пробой является чисто электрическим и не осложняется эффектами разогрева и высоковольтной поляризации. Такова же температурная зависимость $E_{кр}$ и для других кристаллов.

Что касается зависимости $E_{кр}$ от различных параметров решетки, то она характеризуется следующими данными: $E_{кр}$ возрастает при умень-

шении приведенной массы ионов M, постоянной решетки a, частоты колебаний решетки ω и уменьшается с уменьшением эффективной массы электрона m^*. Перечисленные зависимости представляются нам физически разумными.

Заметим, что при $E = E_{кр}$ величины $\varepsilon_{1/2}$ и ε_p равны примерно 1—2eV, причем разность $\varepsilon_p - \varepsilon_{1/2} \approx 0{,}05$ eV. Это означает, что в момент нарушения электрической прочности диэлектрика $\varepsilon_p \approx \varepsilon_{1/2}$. Последнее условие совпадает с критерием нарушения электрической прочности ионных кристаллов, полученным нами в работе [2] из чисто физических соображений. Следовательно, сформулированный ранее критерий нарушения электрической прочности получил в настоящей работе более строгое, на наш взгляд, обоснование, вытекающее непосредственно из кинетического уравнения*.

Отметим в заключение, что при расчете $E_{кр}$ развернутое выражение для изменения функции распределения вследствие рассеяния электронов на колебаниях решетки нам потребовалось лишь для электронов с энергией $\varepsilon \geqslant \varepsilon_{1/2}$ (причем $\varepsilon_{1/2} \approx 1—2$ eV). Длина свободного пробега таких электронов $l(\varepsilon) > \lambda$, где λ — длина волны электрона. Последнее условие означает, что при расчете рассеяния таких электронов на колебаниях решетки можно пользоваться в первом приближении теорией возмущений.

Далее, оценки, проведенные на основе найденной функции распределения электронов, показывают, что ионизация примесей оказывает влияние на электрическую прочность диэлектрика лишь в том случае, если концентрация последних $N_{пр} \geqslant 10^{18}$ см$^{-3}$.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Ахиезер А., Лифшиц И., Докл. АН СССР, 27, 785 (1940).
2. Чуенков В. А., Изв. Томск. политехн. ин-та, 91, 45 (1956).
3. Давыдов Б. И., Шмушкевич И. И., ЖЭТФ, 10, 1043 (1940).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, ч. 1.—ГТТИ, 1948.
5. Блохинцев Д. И., ЖЭТФ, 6, 1053 (1936).
6. Адирович Э. И. Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. —ГТТИ, 1951.
7. Коновова Е. А., Сорокина Л. А., ЖЭТФ, 32, 143 (1957).
8. Hippel A., Alger P. S., Phys. Rev., 76, 127 (1949).

* Физический смысл критерия подробно разобран в работе [2].

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ю. И. ГОРКУН и К. Б. ТОЛПЫГО

ПОЛЯРОННАЯ ТЕОРИЯ ПРОБОЯ ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Теория пробоя в ионных кристаллах должна основываться на поляронных представлениях о проводимости. Принимается критерий Хиппеля для наступления пробоя. Энергия, передаваемая поляроном решетке, рассчитывается в предположении независимости формы полярона от его скорости и с учетом этой зависимости. В первом случае получаются слишком большие пробивные напряжения. В более точной теории получено неплохое согласие с опытом для кристаллов, в которых радиус полярона сравнительно велик, и завышенные значения для кристаллов с поляроном малого радиуса.

1. Основные предположения

Все существующие теории пробоя ионных диэлектриков основаны на зонных представлениях [1, 2]. Авторы рассматривают движущийся в сильном электрическом поле зонный электрон и баланс получаемой и отдаваемой им энергии. Таким образом, взаимодействие электрона с колебаниями решетки, приводящее к потере им энергии, рассматривается как возмущение.

Неудовлетворительность такого подхода в теории медленных электронов была продемонстрирована в работах С. И. Пекара [3, 4]. Достаточно заметить, что длина свободного пробега электрона в ионных кристаллах по зонной теории получается всего около 1 Å, т. е. значительно меньше дебройлевской длины волны [5]. Таким образом, неопределенность в его энергии оказывается во много раз больше самой энергии и, следовательно, зонное состояние даже приближенно не может считаться стационарным состоянием.

Как было показано Пекаром, во всех ионных кристаллах энергетически более выгодным оказывается так называемое поляронное состояние. В этом состоянии электрон проводимости своим полем поляризует окружающий диэлектрик и находится на дискретном уровне в потенциальной яме, образованной поляризованным диэлектриком. Для щелочно-галоидных кристаллов соответствующий уровень лежит на 0,15—0,2 eV ниже дна зоны проводимости. При этом не требуется никакой энергии активации для перехода из зонного состояния в поляронное. Таким образом, подавляющая часть электронов проводимости должна находиться в поляронном состоянии (например, для NaCl при комнатной температуре один зонный электрон приходится на 10^6 поляронов).

Как показано в [3], такое самосогласованное состояние электрона и диэлектрика может перемещаться по кристаллу и переносить ток. Подвижность поляронов, рассчитанная Пекаром [3], оказывается того же порядка, который получается из измерений эффекта Холла. Таким образом, поляроны являются основными носителями тока в ионных кристаллах. Следовательно, и теория пробоя в ионных диэлектриках должна строиться на основе поляронных представлений. Настоящая работа содержит попытку построения такой теории.

Наиболее полно разработана теория неподвижного и медленно движущегося полярона [3]. Поэтому целесообразно вначале рассматривать про-

бой, пренебрегая возможной деформацией полярона в сильных электрических полях. Расчет, однако, показывает, что величина энергии, теряемой быстрым поляроном, существенно зависит от его формы, поэтому для получения надежных количественных результатов необходимо учесть деформацию полярона с увеличением его скорости. Эта задача была решена одним из нас на основе метода адиабатического приближения, разработанного Н. Н. Боголюбовым [6]. Как и следовало ожидать, этот вариант теории дает лучшее согласие с опытом.

Нашей целью является нахождение пробивного поля $E_{\text{пр}}$ из того условия, что получаемая электроном проводимости в поле энергия evE (причем, v — дрейфовая скорость) с ростом поля E начинает возрастать быстрее, чем энергия $\mathcal{E}(v)$, теряемая им за единицу времени вследствие взаимодействия с решеткой. Из баланса энергии при $E \leqslant E_{\text{пр}}$ находим связь скорости и поля:

$$E = \frac{\mathcal{E}(v)}{ev}. \qquad (1)$$

При малых E и v функция $\mathcal{E}(v)$ — монотонно возрастающая. Неустойчивое состояние достигается в точке $v_{\max}$, где

$$\left.\frac{dE}{dv}\right|_{v=v_{\max}} = 0, \text{ т. е. } \frac{1}{v}\cdot\frac{d\mathcal{E}}{dv} - \frac{1}{v^2}\mathcal{E}(v) = 0. \qquad (2)$$

При $v > v_{\max}$ происходит дальнейшее ускорение электрона, несмотря на то, что поле даже уменьшается. Очевидно, пробой наступает при $E = E(v_{\max})$. Согласно (2), этому будет соответствовать точка, где наклон на графике $\ln\mathcal{E}$ от $\ln v$ равен единице. Таким образом, определение $E_{\text{п}}$ сводится к задаче нахождения $\mathcal{E}(v)$ для полярона.

2. Определение энергии, отдаваемой поляроном решетке

Пусть $\psi_0(r)$ — волновая функция неподвижного полярона, а $D_0(\mathbf{r}) = -e\int\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,|\psi_0(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3}\,d\tau'$ — создаваемое им среднее электрическое поле. Для движущегося полярона $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$. При не слишком больших скоростях полярона v, когда частоты для большей части компонент Фурье этого поля малы сравнительно с собственными частотами кристалла $\omega_{\alpha K}$, ψ и $\mathbf{D}$ равны $\psi_0(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)$ и соответственно $\mathbf{D}_0(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)$*.

Обозначим через $\mathbf{p}_s^l$ и $\mathbf{P}_s^l$ дипольные моменты, обязанные смещению и электронной поляризации s-ого узла в l-ой ячейке. Можно ввести нормальные координаты кристалла $q_{\alpha K}$ по формулам [7]:

$$\mathbf{p}_s^l = ea\sum_{\alpha K}\mathbf{p}_s^{\alpha\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}_s^l} q_{\alpha\mathbf{K}},$$
$$\mathbf{P}_s^l = ea\sum_{K}\Big(\sum_{\alpha}\mathbf{P}_s^{\alpha\mathbf{K}} q_{\alpha\mathbf{K}} + \mathbf{R}_s^{\mathbf{K}}\Big)\cdot e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}_s^l}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{p}_s^{\alpha\mathbf{K}}$ и $\mathbf{P}_s^{\alpha\mathbf{K}}$ — ортонормированные амплитуды собственных колебаний решетки, $\mathbf{K}$ — волновой вектор, α — номер ветви, a — половина постоянной решетки, e — элементарный заряд.

$$\sum\mu_s\mathbf{p}_s^{\alpha\mathbf{K}}\,\mathbf{p}_s^{\alpha'-\mathbf{K}} = \delta_{\alpha\alpha'}; \qquad \mu_s = \frac{m_s}{\mu}, \qquad (4)$$

* Передача энергии будет происходить за счет «хвоста» разложения фурье-функции $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$. Эти компоненты не будут существенно влиять на форму ψ-функции полярона.

где μ для бинарных кристаллов есть приведенная масса пары ионов, $\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$; $\mathbf{R}_s^{\mathbf{K}}$ — часть электронной поляризации, обязанная непосредственному действию поля, $\sum\limits_{\alpha} \mathbf{P}_s^{\alpha \mathbf{K}} q_{\alpha \mathbf{K}}$ — электронная поляризация, вызванная смещениями ионов.

Пусть внешнее поле разложено в ряд Фурье:

$$\mathbf{D}_0(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{D}_{\mathbf{K}}^0 e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}; \text{ тогда } \mathbf{D}_0(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) = \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{D}_{\mathbf{K}}^0 e^{i\mathbf{K}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)}. \tag{5}$$

Как показано в [8], уравнения вынужденных колебаний в переменных $q_{\alpha \mathbf{K}}$ запишутся:

$$\ddot{q}_{\alpha \mathbf{K}} + \omega_{\alpha \mathbf{K}}^2 q_{\alpha \mathbf{K}} = Q_{\alpha \mathbf{K}}(t) = \frac{e}{\mu a} \sum_s (\mathbf{p}_s^{\alpha - \mathbf{K}} + \mathbf{P}_s^{\alpha - \mathbf{K}}) \mathbf{D}_{\mathbf{K}} = Q_{\alpha \mathbf{K}}^0 e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{v}t}, \tag{6}$$

причем

$$Q_{\alpha \mathbf{K}}^0 = \frac{e}{\mu a} \sum_s (\mathbf{p}_s^{\alpha - \mathbf{K}} + \mathbf{P}_s^{\alpha - \mathbf{K}}) \cdot \mathbf{D}_{\mathbf{K}}^0.$$

Энергия, передаваемая решетке за время $0 - t$, в предположении что при $t = 0$ $q_{\alpha \mathbf{K}} = 0$, $\dot{q}_{\alpha \mathbf{K}} = 0$, будет равна

$$A(t) = N\mu a^2 \int_0^t \sum_{\alpha \mathbf{K}} Q_{\alpha \mathbf{K}} \dot{q}_{\alpha \mathbf{K}}\, dt = 2\mu a^2 N \sum_{\alpha \mathbf{K}} Q_{\alpha \mathbf{K}}^{0} Q_{\alpha_1 - \mathbf{K}}^0 \times \times \frac{\sin^2 \frac{1}{2} (\omega_{\alpha \mathbf{K}} - \mathbf{K}\cdot\mathbf{v}) t}{(\omega_{\alpha \mathbf{K}} - \mathbf{K}\cdot\mathbf{v})^2}. \tag{7}$$

Для поляронов большого радиуса в разложении (6) участвуют преимущественно длинные волны $\mathbf{K} \ll \frac{2\pi}{a}$, для которых можно пренебречь в оптических ветвях зависимостью $\omega_{\alpha \mathbf{K}}$ от $\mathbf{K}$, а в акустических считать $\omega_{\alpha \mathbf{K}} = |\mathbf{K}| \cdot c_\alpha$, где c_α — скорость звука для α-ой ветви. Тогда, переходя в (7) от суммирования к интегрированию в полярных координатах с осью по направлению v, для энергии, отдаваемой за единицу времени, получим:

$$\mathcal{E}(v) = \frac{dA}{dt} = \frac{\mu a^2 V N}{4\pi v} \sum_s \int K dK \, |Q_{\alpha \mathbf{K}}^0 (K, \vartheta_\alpha)|^2, \tag{8}$$

где $\cos \vartheta_\alpha = \frac{\omega_\alpha}{\mathbf{K}\cdot\mathbf{v}}$ и c_α / v берутся соответственно для оптических и акустических ветвей, V — объем кристалла. (В работе [8] соответствующие формулы (25) и (26) ошибочно дают вдвое меньшие значения.)

3. Пробивная напряженность в предположении «жесткого» полярона

Одним из нас совместно с З. И. Урицким в [8] были рассчитаны $\mathcal{E}(v)$ для всех шести ветвей для кристаллов NaCl, KCl, KBr, когда состояние полярона представляется гауссовой функцией

$$\psi_0(r) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/4} \alpha^{3/2} e^{-\alpha^2 r^2}; \quad \alpha = \frac{m^* e^2}{3\sqrt{\pi}\hbar^2} c; \quad c = \frac{1}{n^2} - \frac{1}{\varepsilon}. \tag{9}$$

ε и n^2 — статическая и высокочастотная диэлектрическая постоянные, m^* — эффективная масса зонного электрона.

Аналогичные расчеты были проведены студентами Киевского гос. университета Ясинским и Носарем для более точных поляронных функций:

$$\psi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha^3}{7\pi}}(1+\alpha r)\,e^{-\alpha r}; \quad \alpha = \frac{m^* e^2 c}{2\hbar^2}, \tag{10}$$

$$\psi_0(r) = 0{,}1229\alpha^{3/2}(1+\alpha r + 0{,}4516\alpha^2 r^2)\,e^{-\alpha r}; \quad \alpha = 0{,}6585\frac{m^* e^2 c}{\hbar^2}. \tag{11}$$

Так как во всех случаях при больших скоростях полярона генерация продольных оптических колебаний происходит в 10—100 раз интенсивнее, чем генерация колебаний для пяти остальных ветвей, взаимодействием с последними можно пренебречь.

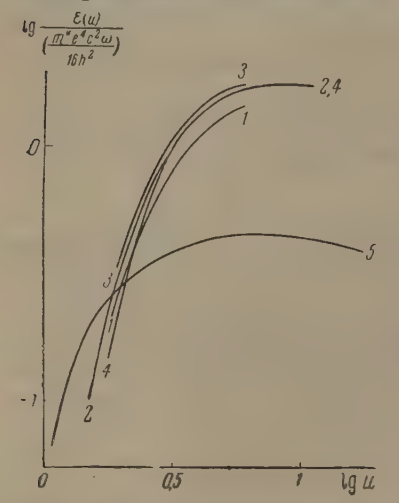


Рис. 1. Зависимость $\mathscr{E}(v)$ от v для поляронов *1*, *2*, *3* и *4* — «жесткого» и *5* — деформируемого

На рис. 1 кривые *1, 2, 3, 4* дают зависимость безразмерной скорости передачи энергии от безразмерной скорости полярона

$$u = \frac{v}{r_0\omega}\left(\text{где } r_0 = \frac{\hbar^2}{m^* e^2 c}\right)$$

в двойном логарифмическом масштабе соответственно для функций $e^{-\alpha r}$, (9), (10) и (11). За единицу скорости передачи энергии принята величина $\frac{m^* e^4 c^2 \omega}{16\hbar^2}$.

По этим данным согласно формулам (1) и (2) были рассчитаны $u_{\max}$ и $E_{\text{пр}}$. Их значения приведены в табл. 1 (последние величины в $V\text{см}^{-1}$) в графах 1, 2, 3, 4.

Если исключить функцию $e^{-\alpha r}$, являющуюся плохим приближением в теории полярона, то оказывается, что все три функции (9), (10), (11) дают весьма близкие значения $E_{\text{пр}}$. В табл. 2 приведены вычисленные таким образом $v_{\max}$ (в см сек$^{-1}$) и $E_{\text{пр}}$ (в $V\text{см}^{-1}$) для конкретных кристаллов (графы 1 и 2). Теоретические $E_{\text{пр}}$ оказываются гораздо больше (в 6—7 раз) опытных (графа 5, данные взяты из обзора Чуенкова[2]). Это, очевидно, связано со слишком большими

Таблица 1

Значения $u_{\max}$ и $E_{\text{пр}}$, вычисленные по зависимости $\mathscr{E}(u)$ от u (рис. 1)

	$\psi\sim e^{-\alpha r}$	$\psi\sim(1+\alpha r)e^{-\alpha r}$	$\psi\sim(1+\alpha r+\beta r^2)e^{-\alpha r}$	$\psi\sim e^{-\alpha^2 r^2}$	$\psi\sim(1+\beta^2 r_2 p_2(\theta))e^{-\alpha r}$
$E_{\text{пр}}$	$2{,}4\cdot10^{-9}\frac{c}{r_0^2}$	$2{,}91\cdot10^{-9}\frac{c}{r_0^2}$	$3{,}12\cdot10^{-9}\frac{c}{r_0^2}$	$2{,}8\cdot10^{-9}\frac{c}{r_0^2}$	$1{,}26\cdot10^{-9}\frac{c}{r_0^2}$
$u_{\max}$	3,94	3,80	3,71	3,98	1,88

величинами $\mathscr{E}(v)$ при больших скоростях полярона. Следует ожидать, что учет зависимости $\psi(r)$ от скорости полярона и, в частности, увеличение радиуса состояния полярона со скоростью приведут к заметному уменьшению $\mathscr{E}(v)$ при больших скоростях и к лучшему согласию с опытом.

Таблица 2

Значения $v_{\max}$ (вычисленные) и $E_{пр}$ (вычисленные и измеренные) для щелочно-галоидных кристаллов

Кристалл	$v_{\max}$, 10^{-5}смсек$^{-1}$	$E_{пр}$, 10^{-6} Vсм$^{-1}$	$v_{\max}$, 10^{-5}см сек$^{-1}$	$E_{пр}$, 10^{-6}Vсм$^{-1}$	$E_{пр.}$ измер, 288°K	$10r_0$, Å	a, Å
	1	2	3	4	5	6	7
RbJ	10,9	3,23	5,4	1,4	0,49	13,6	3,66
RbBr	12,51	3,69	6,2	1,6	0,63	13,5	3,42
RbCl	14,13	5,77	7,0	2,5	0,83	11,3	3,27
KJ	13,12	2,91	6,5	1,26	0,57	13,6	3,53
KBr	15,13	3,69	7,5	1,6	0,7	13,0	3,29
KCl	17,35	5,77	8,6	2,5	1,0	11,4	3,145
KF		24,2		10,5	1,9	6,69	2,66
NaJ		7,85		3,4	0,8	8,5	3,23
NaBr		12		5,2	0,81	7,85	2,97
NaCl	13,52	13,6	6,7	5,9	1,5	7,4	2,82
NaF	16,75	33,2	8,3	14,4	2,4	5,805	2,315
LiF	12,51	162	6,2	70	3,1	2,705	2,013

4. Зависимость формы полярона от его скорости и нахождение $E_{пр}$ для деформируемого полярона

В результате отделения трансляционного движения полярона Боголюбов [6] получил в нулевом приближении следующее уравнение для нахождения волновой функции флюктуационного движения электрона:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + U(\mathbf{r}) - E\right)\psi = 0, \tag{12}$$

причем

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi e^2 c}{V}\sum_{\mathbf{K}}\frac{\omega_k^2}{\mathbf{K}^2}\frac{\int e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}'}\,|\psi(\mathbf{r}')|^2\,d\tau'}{\omega_{\mathbf{K}}^2 - (\mathbf{K}\cdot\mathbf{v})^2}\,e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}}, \tag{13}$$

Здесь предположено, что электрон взаимодействует только с одной (продольной оптической) ветвью.

Уравнение (12) было приближенно решено одним из нас по вариационному методу в пренебрежении зависимостью $\omega_{\mathbf{K}}$ от $\mathbf{K}$. При выборе аппроксимирующей функции учитывалось, что при большой скорости полярона поляризация окружения выражается не статической формулой $\mathbf{P} = \frac{c}{4\pi}\mathbf{D}$, а динамической $\frac{c}{4\pi}\cdot\frac{\mathbf{D}_{\mathbf{K}}}{1-\left(\frac{\mathbf{K}\mathbf{v}}{\omega_{\mathbf{K}}}\right)^2}$ для каждой компоненты Фурье $\mathbf{D}_{\mathbf{K}}$ и таким образом становится зависящей от угла θ между $\mathbf{r}$ и $\mathbf{v}$. Следовательно, и форма полярона будет отличаться от сферической. Естественно в разложении ψ-функции по полиномам Лежандра ограничиться первым членом:

$$\psi(r,\theta) = \sqrt{\frac{\alpha^3}{\pi\left(1+\frac{9\beta^2}{2\alpha^4}\right)}}\,[1+\beta r^2 P_2(\cos\theta)]\,e^{-\alpha r}. \tag{14}$$

Здесь α, β — параметры аппроксимации.

В результате подстановки (14) в (13) и (12) и минимизации соответствующего функционала по α и по β численными методами были получены зависимости α и β (в единицах $1/r_0$ и $1/r_0^2$) от безразмерной скорости $u = v/\omega r_0$, изображенные на рис. 2. При ускорении полярон первоначально сжимается, а затем расплывается. При этом он испытывает сокращение

в направлении движения, аналогично лоренцову сокращению в теории относительности.

На рис. 1 (кривая 5) приведены значения энергии, теряемой поляроном в функции безразмерной скорости u. В графе 5 табл. 1 приведены соответствующие значения u_{max} и $E_{пр}$. Для последнего на основании рис. 1 была получена формула:

$$E_{пр} = 1{,}26 \cdot 10^{-9} \frac{c}{r_0^2} \, \mathrm{V\,см^{-1}};$$

$$r_0 = \frac{\hbar^2}{m^* e^2 c}. \qquad (15)$$

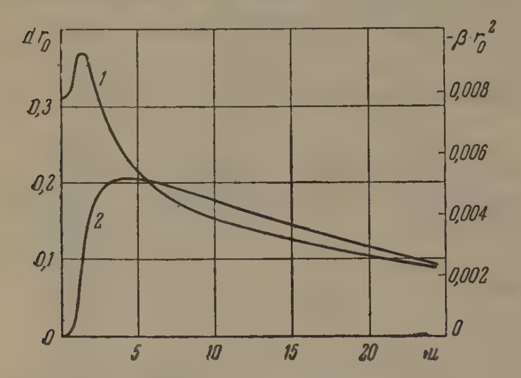


Рис. 2. Кривая 1 — зависимость α от u, кривая 2 — зависимость β от u

В табл. 2 (графы 3 и 4) даны размерные значения v_{max} и $E_{пр}$ для конкретных кристаллов.

Благодаря возрастанию радиуса полярона со скоростью (рис. 2) $\mathcal{E}(u)$ для деформируемого полярона растет с u медленнее, чем для жесткого, и максимум $\mathcal{E}(u)$ сдвигается в сторону меньших скоростей (рис. 1, кривая 5). Это приводит к несколько лучшему согласию теории с опытом. Для кристаллов RbJ, RbBr, RbCl, KJ, KBr, KCl, где радиус полярона сравнительно велик, теоретические $E_{пр}$ в 2—3 раза превышают экспериментальные (табл. 2). Для кристаллов KF, NaJ, NaBr, NaCl, NaF и в особенности для LiF, где радиус полярона мал, расхождение значительно больше — в 6—7 раз, а для LiF — в 20 раз.

Следует заметить, что для применимости макроскопической теории в [3] указан критерий $10\, r_0 \gg a$. Сравнение граф 6 и 7 табл. 2 показывает, что для первой группы веществ $10\, r_0$ в 3 — 4 раза больше a (критерий выполняется), для второй группы — в 2—2,5 раза, а для LiF — только в 1,5 раза. Чем лучше применим макроскопический метод расчета полярона, тем лучше получается и согласие с опытом.

Существует и другая причина завышения теоретического $E_{пр}$. Для пробоя не обязательно, чтобы все носители тока обладали критической скоростью v_{max}. Достаточно, чтобы этому условию удовлетворяла сравнительно небольшая доля поляронов, для которых в некоторый момент хаотическая скорость совпадает по направлению с дрейфовой. Например, для KCl тепловая скорость поляронов при комнатной температуре составляет около 10^6 см сек$^{-1}$, что сравнимо с v_{max}. Этот эффект может заметно снизить $E_{пр}$*.

Более точные результаты для $E_{пр}$ можно будет получить из более строгого расчета при помощи кинетического уравнения. Однако из приведенных данных ясно, что такая теория должна строиться на поляронной основе и учитывать деформацию полярона со скоростью.

Институт физики Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Зингерман А. С., УФН, 46, 450 (1952).
2. Чуенков В. А., УФН, 54, 185 (1954).
3. Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов.— ГТТИ, 1951.
4. Пекар С. И., УФН, 50, 197 (1953).
5. Мотт Н. Ф., Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах.— ИЛ, М., 1950.
6. Боголюбов Н. Н., Украинск. математический ж., 2, 2, 3 (1950).
7. Толпыго К. Б., Математический сб. КГУ, 5, 99 (1951)
8. Толпыго К. Б., Урицкий З. И., ЖЭТФ, 30, 929 (1956).

* Следует заметить, что настоящая теория, не учитывающая хаотического движения поляронов, должна сопоставляться с опытами при $T = 0°$ К.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДАМ: В. А. ЧУЕНКОВА; Ю. И. ГОРКУНА и К. Б. ТОЛПЫГО

Г. И. Сканави.— Здесь был затронут ряд вопросов, касающихся многих работ, помещенных в сборниках предыдущих конференций и в журналах.

Вопрос о роли ударной ионизации при пробое и о связи пробивного напряжения с энергией решетки подвергся большой дискуссии в сентябре прошлого года в Томске и раньше на ряде прошлых конференций.

Мне хочется сделать ряд общих замечаний. Нет сомнения, что пробой твердого диэлектрика содержит две стадии. К сожалению, эксперимента, который бы четко разделил эти две стадии, еще нет, ибо техника такого эксперимента чрезвычайно трудна и до сих пор не разработана полностью.

При экспериментальном изучении электрической прочности прежде всего необходимо интересоваться первой стадией пробоя — нарушением электрической прочности.

Из классических теорий можно указать на теории Роговского, Горовица и Иоффе: первая теория разрыва ионной решетки является несостоятельной не только потому, что она дает завышенное значение пробивной напряженности, но и потому, что из этой теории нельзя получить зависимость от толщины при малых толщинах и от температуры; теория микротрещин Горовица также имеет ряд следствий, не согласующихся с экспериментом, однако она может иметь значение при интерпретации пробоя технических материалов; теория Иоффе (теория ударной ионизации ионами) несправедлива потому, что ионы в твердых диэлектриках недостаточно подвижны, чтобы вызвать ударную ионизацию. Идея об ударной ионизации в твердых диэлектриках была развита Хиппелем и Фрелихом, но с той основной посылкой, что электрический пробой происходит вследствие ионизации электронным ударом. Эти теории сложнее, так как в них поведение электрона рассматривается с позиций квантовой механики.

Зинером была сделана попытка объяснения электрического пробоя при помощи туннельного просачивания электрона из валентной зоны в зону проводимости. К этой теории близко примыкает теория Волькенштейна.

Франц, Геллер и Чуенков, в отличие от названных авторов, при рассмотрении вопроса об электрическом пробое исследовали поведение коллектива электронов в сильном электрическом поле. Эти работы основаны на решении кинетического уравнения. В настоящее время нет сомнения, что начальная стадия пробоя обусловлена электронными процессами.

Сегодня мы заслушали работу другого направления (Ю. И. Горкун и К. Б. Толпыго), основанную на рассмотрении поляронных состояний электрона. В этой работе использован критерий Хиппеля, которым вряд ли сейчас можно пользоваться, так как нельзя рассматривать лишь один электрон, но следует учитывать коллектив электронов и, следовательно, функцию распределения.

Однако работа представляет интерес, так как является первой попыткой учета поляронных состояний в процессе электрического пробоя.

Что же касается работы Чуенкова, то она подвергалась неоднократному обсуждению; в ней подкупает то, что физически ясно сформулирован критерий пробоя. Трудности здесь заключаются в том, что, во-первых, неизвестно сечение ионизации и приходится находить его из экспериментальных значений $E_{\text{пр}}$ (тем самым невозможно получить численное значение чисто теоретически); во-вторых, рекомбинацию приходится учитывать не в кинетическом уравнении, а несколько косвенным путем. Однако в этой работе сделано меньше допущений, чем в других работах.

И. Е. Балыгин.— Вполне понятно стремление улучшить существующие теории. С этой целью Толпыго и Горкун ввели в рассмотрение электрического пробоя поляронное состояние электрона. Однако сделанные ими допущения столь грубы, что поляронная теория пробоя дала еще большее расхождение с опытом, чем предыдущие теории.

Теория Чуенкова для валентных кристаллов вызывает возражения, ибо из нее следует, что энергетические потери электрона при рассеянии на колебаниях решетки не зависят от его скорости, чего не может быть. На самом деле энергетические потери электрона при рассеянии на колебаниях решетки должны зависеть от его скорости, причем эта зависимость должна иметь максимум.

Доложенные теории не дают температурной зависимости пробивной напряженности. На опыте обнаружено, что пробивная напряженность сначала растет с температурой, а затем падает. Для объяснения падающего участка кривой температурной зависимости $E_{\text{пр}}$ Фрелих при высоких температурах учитывает взаимодействие электронов проводимости с электронами, «сидящими» на примесях. Между прочим, следует отметить, что при учете статистических флуктуаций критерии Хиппеля и Фрелиха перекрываются.

К. Б. Толпыго.— При обсуждении нашего доклада указывалось, что основной критерий правильности теории — это результат сравнения ее с опытом. Между тем лучшее согласие дает прежняя теория Хиппеля.

Согласие теории с опытом является убедительным критерием, если только теория внутренне не противоречива. В противном случае хорошее согласие с опытом является иллюзией, так как в ходе теоретического расчета по существу сделана ошибка неизве-

стной величины, которая иногда может изменить результат самым значительным образом.

В случае ионных диэлектриков существующие теории пробоя основаны на так называемых зонных представлениях. Однако зонная теория является внутренне противоречивой. Согласно этой теории в нулевом приближении предполагается, что ионы покоятся в узлах решетки, а потенциал, действующий на электрон,— периодический. Волновая функция электрона имеет вид:

$$\psi_k = e^{ikr} u_k(r).$$

Изменение потенциала вследствие колебаний ионов рассматривается, как малое иозмущение, являющееся причиной рассеяния электронных волн. Расчеты Фрелиха и Мотта дают, однако, длину свободного пробега зонного электрона всего в 1 Å. Это значительно меньше де-бройлевской длины волны электрона $\frac{2\pi}{K}$.

Можно ли изображать состояние электрона хотя бы приближенно волной, протяженность которой гораздо меньше длины волны Де-Бройля? Имеет ли смысл говорить в этом случае вообще об определенной длине волны? Ясно, что нулевое приближение теории совершенно не пригодно. Но тогда и расчеты потерь энергии в этом приближении не могут быть правильными.

В поляронной теории С. И. Пекара значительная часть взаимодействия электрона с колебаниями решетки вводится в гамильтониан нулевого приближения. Электрон в нулевом приближении движется в поляризационной потенциальной яме и перемещается по кристаллу вместе с этой ямой. Так как зонное состояние электрона не является устойчивым, стационарным, то всякий электрон, попадающий в кристалл или возникающий там вследствие ударной ионизации или внутреннего фотоэффекта, очень быстро — за время порядка 10^{-12} сек (период колебаний решетки)— теряет начальную скорость и превращается в полярон. Расчет показывает, что в кристалле NaCl число поляронов в 10^6 раз превышает число зонных электронов. Полярон обладает большой эффективной массой (порядка 100 и больше масс электрона) и значительной длиной свободного пробега. Поэтому поляронная теория свободна от внутренних противоречий зонной теории, о которых только что шла речь.

Здесь справедливо указывалось, что быстрые электроны, способные ионизовать атомы основного вещества, не могут быть поляронами и что, следовательно, для них должна быть справедлива зонная схема и соответствующие расчеты, проведенные на основе зонной теории. Однако, как разыгрывается процесс пробоя во времени?

При наложении поля быстрые электроны появляются не сразу. Практически все электроны первоначально находятся в поляронном состоянии. Эти поляроны должны, постепенно ускоряясь полем, дойти до энергий, при которых возможна ударная ионизация и при которых поляронными эффектами можно пренебрегать. Таким образом, первым этапом пробоя является процесс ускорения поляронов. Если поле недостаточно для такого ускорения, пробой не сможет наступить.

Как было сказано в докладе, с ростом поля и энергии поляронов наступает момент срыва, когда получаемая поляроном энергия превосходит отдаваемую. Именно после такого срыва поляроны и могут неограниченно разгоняться полем, превращаясь в зонные электроны. В дальнейшем процесс пробоя будет протекать в согласии с теориями, основанными на зонной схеме, и будет определяться своими критериями. Если при этом критическое поле, согласно поляронной теории, будет больше, чем по зонной, то именно оно и будет играть роль пробивного поля. В противном случае будет справедлив критерий зонной теории. Тогда поляронная теория должна применяться только для описания предпробойного состояния. Возможно, что для различных кристаллов имеет место тот или другой случай.

В качестве недостатка предложенной теории Г. И. Сканави отметил то, что в ней рассматривается поведение одного «среднего» электрона и не учитывается статистический разброс скоростей электронов. Этот упрек мы должны полностью принять. В дальнейшем предполагается рассматривать пробой методом кинетического уравнения. На первом этапе необходимо было воспользоваться простейшим критерием Хиппеля с тем, чтобы убедиться в разумности порядков величин пробивного поля, даваемых поляронной теорией. Нужно заметить, что расчет потерь энергии деформируемым поляроном достаточно громоздок. Вместе с тем нет оснований думать, что применение метода кинетического уравнения приведет к результатам, отличающимся во много раз.

В. А. Чуенков заметил, что при статистическом подходе решающую роль будет играть небольшое число зонных электронов, энергия которых на 0,15—0,2 eV выше энергии неподвижного полярона. Именно они будут ускоряться полем и доводиться до энергий, при которых возможна ударная ионизация. Здесь дело обстоит несколько сложнее. Ведь зонный электрон с малой энергией, лежащей на 0,15—0,2 eV выше основного уровня полярона, не является устойчивым. Такого состояния попросту не существует. К зонному состоянию можно прийти, рассматривая все более быстрые поляроны. С ростом скорости полярона v постепенно должна исчезнуть поляризационная яма, но это произойдет не при 0,15—0,2 eV, а при значительно бо́льших энергиях, возможно, при 0,5—1,0 eV. В теории Пекара рассматривались только неподвижные или очень медленные поляроны. Ю. П. Горкун рассмотрел деформацию полярона со

скоростью и продвинулся в сторону больших скоростей. При скоростях полярона 10^6 см сек$^{-1}$ и энергии 0,1 eV поляризационная яма еще достаточно глубока. Для разрешения возникшего спора необходимо исследовать поведение еще более быстрых поляронов с энергиями 0,5 eV и установить ту границу, где электроны можно рассматривать как зонные и пренебрегать поляронными эффектами. До этой границы баланс энергии необходимо рассматривать согласно поляронной теории.

Следует обратить внимание на большое методическое преимущество поляронной теории. Она оперирует только с хорошо известными параметрами кристалла: ε, n^2_0, ω_0 и m^*, где ω_0 — предельная частота продольных оптических колебаний кристалла, m^* — эффективная масса зонного электрона. Все они могут быть определены из экспериментов, не имеющих ничего общего с пробивными явлениями. Например, m^* определяется из сравнения с опытом положения максимума F-полосы поглощения. В зонной теории приходится оперировать с неизвестной константой взаимодействия

$$C=\int(\nabla U_k)^2\,dT,$$

где U_k — периодическая часть волновой функции электрона. Неизвестны поперечные сечения возбуждения и ионизации кристалла электроном.

Нужно подчеркнуть, что в доложенной работе не было ни одного свободного параметра, который можно было бы использовать для подгонки. Все величины брались из предыдущих работ по теории поляронов и F-центров. Учитывая это, нельзя сказать, что согласие с опытом такое уже плохое. Возможно, что эффективная масса m^*, взятая из теории F-центров, является завышенной, так как макроскопическая теория F-центров малого радиуса оказывается недостаточно точной. Так как $E_{\text{проб}}\sim m^{*2}$, то ошибка в 1,4 раза в m^* может как раз и быть ответственной за вдвое завышенное значение $E_{\text{пр}}$ теоретического.

В заключение я хочу заметить, что соответствие между энергией связи решетки и пробивным полем, которое тут неоднократно подвергалось обсуждению, имеет место и в поляронной теории пробоя. Однако связь эта не прямая, а, так сказать, косвенная. Поляронная теория дает зависимость $E_{\text{пр}}\sim m^{*2}\,C^3$, где

$$C=\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{\varepsilon}.$$

Если рассмотреть ряд кристаллов с убывающей энергией связи от самого легкого до самого тяжелого, например LiF, NaCl, KCl, RbJ, то в этом ряду монотонно убывают и m^* и C, а следовательно, и $E_{\text{пр}}$. В то же время поляронная теория не вводит явно в рассмотрение энергию решетки.

В. А. Чуенков.— При обсуждении нашего доклада был высказан ряд критических замечаний. И. Е. Балыгин отметил, что наша теория электрического пробоя валентных (атомных) кристаллов не верна, так как из теории следует независимость энергетических потерь электрона на колебаниях решетки от его энергии. Это просто недоразумение: из теории совершенно определенно вытекает, что в валентных кристаллах потери энергии электрона на колебаниях решетки равны $B=a_1\varepsilon^{1/2}$ при малых энергиях и $B=a_2\varepsilon^{3/2}$ при больших энергиях (ε — энергия электрона).

Максимум энергетических потерь электрона, на который обращает внимание Зейтц в своих работах, для германия и кремния имеет место при энергиях, гораздо больших потенциала ионизации (ширины запрещенной зоны), где функция распределения практически равна нулю. Следовательно, наличие этого максимума не имеет никакого значения при вычислении электрической прочности германия и кремния.

Непонятно также замечание Балыгина о температурной зависимости электрической прочности. Из приводившихся в докладе формул следует, что мы можем вычислить температурную зависимость пробивной напряженности. У нас имеются даже графики этой зависимости.

Перейдем к замечанию о том, что доложенные теории не улучшили, а ухудшили состояние вопроса об электрическом пробое по сравнению с теориями Хиппеля и Фрелиха. Теории Хиппеля и Фрелиха противоречивы по следующим причинам:

1) как указывалось неоднократно в литературе, наиболее строгий критерий нарушения электрической прочности может быть получен на основе решения кинетического уравнения; теории Хиппеля и Фрелиха основаны не на решении кинетического уравнения, а на рассмотрении поведения одного электрона в зоне проводимости;

2) в указанных выше теориях не учитывается процесс ударной ионизации, т. е. процесс, по существу определяющий электрический пробой;

3) не учитывается рекомбинация электронов;

4) критерии Хиппеля и Фрелиха вводятся формально, а не вытекают из теории;

5) при более точном расчете рассеяния электронов на колебаниях решетки теории Хиппеля и Каллена расходятся с опытом.

В нашей работе мы попытались устранить перечисленные недостатки и в результате получили критерий нарушения электрической прочности, дающий согласующиеся с опытом численные значения пробивной напряженности и ее температурную зависимость при пробое на импульсах, когда действительно устранены тепловые эффекты. Теория дает физически правильную зависимость от параметров решетки.

Несколько слов по поводу выступления Г. И. Сканави. В доложенном варианте теории рекомбинация учитывается непосредственно. По вопросу об эффективном сечении ионизации нужно заметить следующее: из всей области значений $\varepsilon \geqslant J$ (ε — энергия электрона, I — потенциал ионизации) для нас важными являются значения ε, для которых $\varepsilon - I \ll I$, так как при $\varepsilon - I \approx I$ функция распределения практически равна нулю; отсюда ясно, что эффективное сечение ионизации мы можем записать в виде

$$Q(\varepsilon) = S_0(\varepsilon - I),$$

(где S_0 — постоянная), т. е., в силу сказанного выше, при разложении эффективного сечения ионизации в ряд по разности ($\varepsilon - I$) можно ограничиться первым членом.

Что касается влияния поляронных состояний электрона на электрический пробой, о котором говорилось в выступлении т. Толпыго, то здесь необходимо отметить, что в поляронном состоянии могут находиться лишь электроны с очень малой энергией. Действительно, поляронное состояние электрона возможно лишь тогда, когда время пролета электрона мимо ионов много больше периода колебаний решетки, т. е. когда

$$\frac{l}{v} \gg \frac{2\pi}{\omega},$$

где l — размеры иона, v — скорость электрона, ω — частота колебаний решетки.

При $l = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $\omega \approx 10^{14}$ сек$^{-1}$ получим, что поляронное состояние возможно при скорости электрона $v < 10^6$ см сек$^{-1}$ и энергии $\varepsilon < 0{,}1$ eV (эффективную массу электрона мы взяли равной 200 массам свободного электрона). В слабом электрическом поле при комнатной температуре большинство электронов находится в поляронном состоянии, так как в этом случае средняя энергия электронов $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT \approx$ $\approx 0{,}04$ eV. Однако вследствие флюктуаций даже в этом случае часть электронов (хотя и небольшая) будет обладать такими значениями энергии $\varepsilon > \bar{\varepsilon} = \frac{3kT}{2}$, при которых поляронные состояния невозможны. С ростом напряженности внешнего электрического поля растет средняя энергия электронов, а вместе с тем и число электронов в зонном состоянии, в то время как число электронов в поляронном состоянии уменьшается. При полях, близких к пробивным, подавляющее число электронов находится в зонном состоянии ($\bar{\varepsilon} \approx 1 \div 2$ eV при $E = 10^6$ V см$^{-1}$). Вместе с тем, при таких полях становится заметным число электронов с энергией $\varepsilon \geqslant I$, а потому заметную роль начинает играть ионизация электронным ударом

В нашем докладе мы предложили критерий, согласно которому электрическая прочность ионного диэлектрика нарушается тогда, когда по крайней мере половина всего числа $2N_i$ (N_i — число ионизаций в единицу времени) электронов (ионизующие плюс выбитые), появившихся вследствие ионизации в области $0 \leqslant \varepsilon \leqslant I$, ускоряется полем и получает возможность снова ионизовать.

Введенные нами для математической формулировки критерия характеристические величины ε_p и $\varepsilon_{1/2}$ при полях, близких к пробивным, равны примерно 1 eV, т. е. лежат в области тех значений энергии, при которых поляронные состояния не играют роли. Следовательно, при нашем подходе к вопросу об электрической прочности можно вполне обойтись без учета поляронных состояний.

Далее, мы не можем согласиться с замечанием К. Б. Толпыго о том, что всякий электрон, попадающий в ионный кристалл вследствие ударной ионизации или фотоэффекта, очень быстро (за время 10^{-12} сек) теряет начальную скорость и превращается в полярон. Это замечание справедливо при отсутствии внешнего электрического поля.

При наличии же сильного электрического поля электрон после ионизации получает такую энергию (при $E = 10^6$ V см$^{-1}$ — порядка 1 eV), при которой он, во-первых, находится в зонном состоянии, а во-вторых, ускоряется полем. Ясно, что такой электрон не может оказаться в поляронном состоянии, ибо этому препятствует внешнее электрическое поле, которое будет его ускорять.

Поскольку, как показывает расчет, в сильном электрическом поле подавляющее число электронов после ионизации попадает в область зонных состояний, постольку «поляронный этап» ускорения электронов не может играть роли при нарушении электрической прочности.

Действительно, ведь все зависит от поведения именно тех электронов, которые возникли вследствие ионизации в области $\varepsilon \leqslant I$. Если вследствие ускорения электрическим полем в область $\varepsilon \geqslant I$ поступает больше электронов, чем уходит оттуда вследствие ионизации, то наступит пробой диэлектрика. Если же это условие не выполняется, то пробоя не будет. Ясно, что при такой ситуации можно не интересоваться поведением тех электронов, которые находятся в поляронном состоянии. Учет поляронных состояний необходим при детальном вычислении числа рекомбинаций (рекомбинируют лишь медленные электроны). Однако в нашем случае не было необходимости в проведении такого вычисления, причем строгость расчета вследствие этого не пострадала.

Что касается критерия применимости теории возмущений, то в нашем случае он выполняется. Расчет показывает, что длина волны электрона с энергией 1—2 eV меньше порядка его длины свободного пробега.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

С. М. БРАГИН

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ПОЛИЭТИЛЕНА ПРИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

1. Введение

За последние годы полиэтилен все чаще применяется для изолирования высоковольтных кабелей, изготовления конденсаторов и в иных высоковольтных устройствах. Основным препятствием к большему внедрению полиэтилена в высоковольтную практику является снижение его электрической прочности со временем, уменьшающее срок службы высоковольтной изоляции, в особенности при повышенных частотах.

В ряде опубликованных работ установлено, что основной причиной снижения электрической прочности является разрушительное действие ионизации воздушных включений под влиянием приложенного напряжения.

Электрическая прочность таких высококачественных изолирующих материалов, как полиэтилен, с повышением частоты сильно снижается. По данным экспериментов, проведенных в кабельной лаборатории кафедры электрических материалов и кабелей Московского энергетического института, электрическая прочность кабеля с полиэтиленовой изоляцией при частотах 30—38 MHz не превышет 7,5 $kV мм^{-1}$, в то время как при промышленной частоте (50 Hz) электрическая прочность этих же проводов (РК-3) составляла 43 kV $мм^{-1}$.

При исследовании дисков из полиэтилена [1] диаметром около 3 см и толщиной 0,05—0,1 см, имеющих с одной стороны в центре выемку глубиной 0,0008—0,03 см, оказалось, что при высокой частоте поверхность образца сильно разрушается, как бы от эрозии, и осмоляется в результате химического разрушения изоляции.

Микроскопические исследования поверхности полиэтиленовой изоляции кабеля показали, что в ней имеются пустоты глубиной от 0,001 до 0,03 см в радиальном направлении. Ионизационные процессы, развивающиеся в этих газовых включениях (пустотах) при высокой частоте и достаточном напряжении, приводят к интенсивному разрушению полиэтилена с поверхности, к нагреванию и пробою образца.

Можно было бы предположить, что существует какой-то «безопасный» для диэлектрика уровень разряда в пустотах. Были предположения, что за такой уровень можно принять разряд, по величине меньший $2 \cdot 10^{-12}$ С. Однако при высокой частоте этот уровень должен быть значительно ниже.

При разряде происходит эрозия материала. Считают, что при каждом разряде величиной около $10 \cdot 10^{-12}$ С переносится (разрушается) около 10^{-15} $см^3$ полиэтилена [2].

Роль ионизации газовых включений в диэлектрике весьма важна, так как она определяет возможность использования того или другого материала и продолжительность его жизни при высоком напряжении.

Учитывая, что физическое воздействие на диэлектрик ионизованного газа пропорционально частоте, можно при повышенных частотах получить ускоренное разрушение материала, т. е. вызвать его ускоренное старение.

2. Методика эксперимента

Для исследования пробивной прочности высокочастотных материалов была сооружена специальная высокочастотная высоковольтная установка, состоящая из генератора высокой частоты, регулирующего устройства и измерительной аппаратуры [3].

Высокочастотный генератор работал на частотах от 30 до 100 MHz при амплитуде напряжения около 4 kV. Устойчивая работа генератора обеспечивалась при испытании емкостей не выше 20 pF.

Питание генератора осуществлялось от специального трехфазного выпрямителя, собранного на лампах ВГ-236 и включенного через вольтодобавочный трансформатор в сеть 220 V.

Высокочастотный генератор был выполнен по двухтактной схеме автогенератора с заземленным катодом на лампах типа ГУ-27-Б (рис. 1).

В качестве анодного контура использовалась короткозамкнутая линия, а в сеточной цепи был применен обычный контур. Перестройка частоты осуществлялась путем смены сеточных контуров и соответствующей настройки анодной линии при помощи подвижного короткозамыкающего мостика.

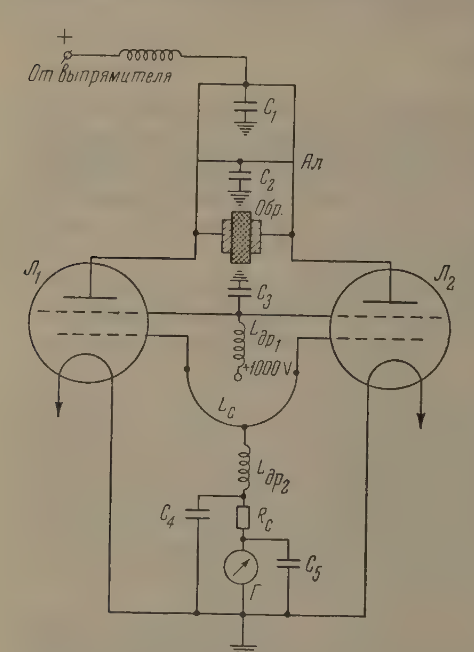


Рис. 1. Схема высокочастотного генератора: $Л_1$ и $Л_2$ — генераторные лампы, *Обр* — испытываемый образец, C_1, C_2 и C_3 — развязывающие емкости по 3500 pF, C_4 и C_5 — блокировочные емкости 1000 pF и 3500 pF соответственно; *АЛ* — анодная линия, L_c — сменная индуктивность сеточного контура, $L_{др_1}$ и $L_{др_2}$ — дроссели по 20 μH, R_c — сопротивление 100 Ω

Для устойчивой работы автогенератора в области высоких частот анодная линия настраивалась так, что на ней укладывалось 3/4 длины волны, в области низших частот анодная линия работала как четвертьволновая короткозамкнутая линия.

Испытываемый образец устанавливался в пучности напряжения. Изменение амплитуды высокой частоты на образце осуществлялось изменением величины анодного напряжения.

Для измерения напряжения высокой частоты были использованы две схемы, из которых одна сводилась к измерению тока через высоковольтный конденсатор без потерь (вакуумного типа), а вторая — к измерению выпрямленного напряжения электростатическим вольтметром.

3. Пробой образцов полиэтилена и изолированных проводов

Образцы полиэтилена толщиной около 1—1,5 мм пробивались в разряднике с дисковыми электродами ф 20 мм, снабженными пружинами и впаянными в стеклянный сосуд (рис. 2); при этом пробой всегда происходил у края электродов. Кроме того, было исследовано влияние на пробивную прочность проводящих покрытий на поверхности образцов с дисковыми электродами, а также с шаровыми электродами ф 16 мм. На поверхность образцов с обеих сторон наносился слой распыленного в вакууме



Рис. 2. Стеклянный сосуд с электродами для испытания образцов

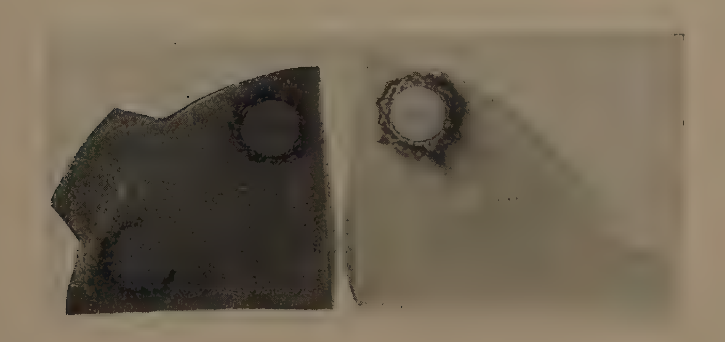


Рис. 3. Вид пробитых образцов полиэтилена: сильный след короны

серебра в виде круга 12 мм или слой графита того же диаметра, а также была опробована наклейка станиолевых электродов того же диаметра при помощи капельки минерального масла, тщательно растертого по поверхности образца.

Во всех случаях пробой образцов со станиолевыми электродами происходил у края электродов с оплавлением полиэтилена.

Пробой образцов с посеребренной и графитированной поверхностью происходил при минимальном напряжении, например при 2 kV при толщине образца 1,44 мм, причем пробой всегда происходил под электродом.

Эти пониженные значения электрической прочности не могли быть объяснены наличием слабых мест под металлизованной или графитированной поверхностью образцов, так как все образцы были предварительно испытаны высоким напряжением частотой 40 Hz и выдержали без пробоя напряжение 15 kV.

При пробое образцов между шаровыми электродами диаметром 16 мм пробивное напряжение сильно зависит от состояния поверхности образцов. Именно, если поверхность образца металлизована или графитирована, то пробивное напряжение всегда снижается до минимума (около 2 kV $мм^{-1}$) по сравнению с пробивным напряжением образцов с чистой поверхностью (3—4 kV $мм^{-1}$).

Повышение частоты до 80 MHz также несколько снижает пробивное напряжение.

При пробое между дисками пробивное напряжение получается примерно на 25% ниже, чем при пробое между шарами. Пробой получался всегда у края электродов, тогда как при шаровых электродах — всегда в середине металлизованной или графитированной площади.

В табл. 1 приведены результаты испытания образцов полиэтилена и тефлона (фторопласта) при одной и той же частоте, при электродах разной формы без металлизации или графитирования поверхности образцов, в воздухе и в парах четыреххлористого углерода (CCl_4).

Таблица 1

Измеренные пробивные напряжения $U_{пр}$ и напряженности поля $E_{пр}$ для полиэтилена и тефлона

Объект испытания	Толщина, мм	Электроды: диски ⦰ 20 мм, $U_{пр}$, kV_{max}	диски ⦰ 20 мм, $E_{пр}$, $kV_{эфф} мм^{-1}$	шары ⦰ 16 мм, $U_{пр}$, kV_{max}	шары ⦰ 16 мм, $E_{пр}$, $kV_{эфф} мм^{-1}$	Игла длиной 20 мм — диск ⦰ 20 мм, $U_{пр}$, kV_{max}	Игла длиной 20 мм — диск ⦰ 20 мм, $E_{пр}$, $kV_{эфф} мм^{-1}$
Полиэтилен	0,75—0,78	3,6	3,4	4,4	4,1	2,1	2,0
Тефлон	1,8	—	—	—	—	3,5	1,4
Полиэтилен в парах CCl_4	0,75	4,2	4,0	—	—	—	—

В неравномерном поле (игла—диск) снижение электрической прочности получается такое же, как для образцов с графитированной или металлизованной поверхностью.

При испытании в парах CCl_4 получилось увеличение электрической прочности примерно на 20% из-за повышения ионизационного напряжения газовой среды, окружающей электроды.

После пробоя на образцах наблюдается резко выраженный эффект действия короны на полиэтилен (рис. 3), такой же, как и при длительном испытании высоким напряжением промышленной частоты. Особенно резко выражено действие короны на образцах, испытанных в парах CCl_4 и во фреоне (CCl_2F_2), т. е. пробитых при повышенном напряжении. Время

Таблица 2

Измеренные пробивные напряжения $U_{пр}$ проводов с полиэтиленовой изоляцией

Объект испытания	Диаметр, мм		Толщина слоя изоляции, мм	Характер наружного электрода $U_{пр}$, kV_{max}		
	по жиле	по изоляции		графит	медная оплетка	станиоль
Провод с полиэтиленовой изоляцией	0,7	2,5	0,9	2	3,7	2,2
Провод в оплетке из медной проволоки	1,4	9,3	4	3	Не пробился	—

действия напряжения в этих случаях исчислялось секундами, в то время как согласно ранее выполненным работам такой же вид образцов полиэтилена получался после воздействия напряжения переменного тока частотой 50 Hz в течение сотен часов при градиенте 8—9 $kVмм^{-1}$. Несколько часов требуется, чтобы вызвать такой же эффект при частоте порядка 10^5 Hz.

Отсюда следует, что причиной пробоя полиэтилена и тефлона является разрушение образцов у края электродов под влиянием ионизации воздуха. Естественно, что при частоте, в 10^6 раз большей, этот процесс старения образцов в электрическом поле ускоряется примерно во столько же раз.

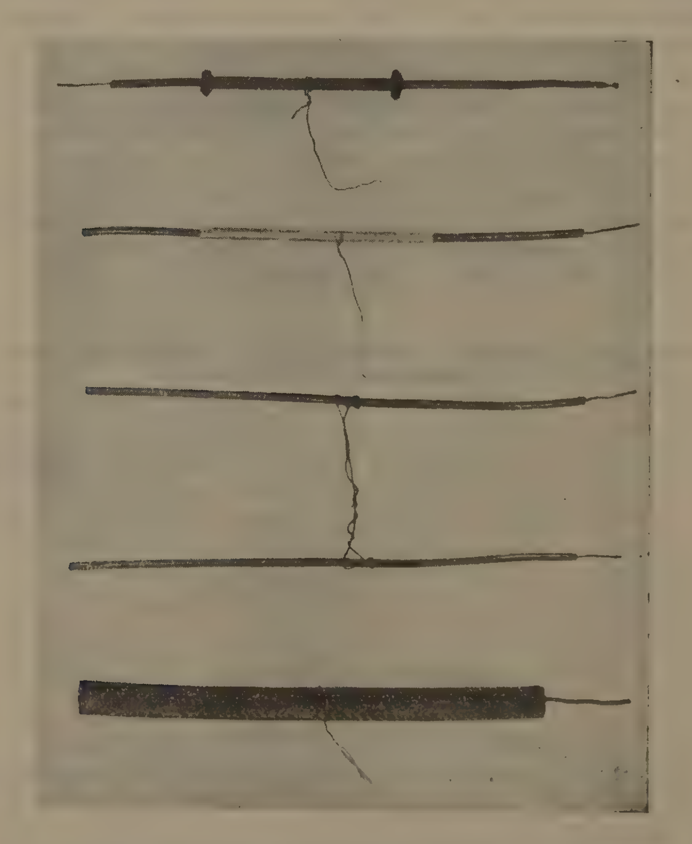


Рис. 4. Вид образцов проводов с полиэтиленовой изоляцией, подготовленных для испытания на пробой

Снижение пробивного градиента при высокой частоте можно объяснить тем, что ионизация газа начинается при меньшем напряжении, чем при низкой частоте (50 Hz).

Испытание на пробой при высокой частоте было проведено также на коротких образцах одножильных проводов с полиэтиленовой изоляцией. Результаты приведены в табл. 2, а вид испытанных образцов — на рис. 4.

Как видно из этой таблицы, графитирование и даже наложение станиоля сильно снижают прочность изоляции кабеля по сравнению с медной оплеткой.

Полученные значения пробивной прочности, однако, характеризуют не пробивную прочность самого материала, а главным образом интенсивность ионизации окружающего газа.

В заключение было проведено сравнительное испытание на пробой напряжением высокой частоты (30 MHz) в воздухе и в фреоне при атмосферном давлении и комнатной температуре образцов полиэтилена отечественного и заграничного производства. Электроды — диски 20 мм.

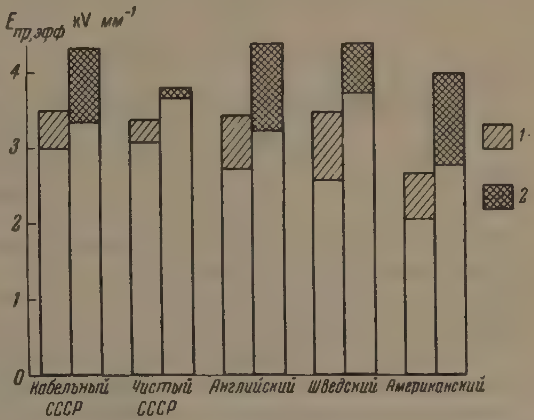


Рис. 5. Диаграмма сравнительной пробивной прочности образцов полиэтилена разных марок при пробое: *1* — в воздухе и *2* — в фреоне

Результаты испытаний представлены в графическом виде на рис. 5. Из диаграммы видно, что пробивная прочность при высокой частоте не зависит от качества самого материала, а определяется главным образом старением материала под влиянием ионизации газовой среды, окружающей испытываемый образец.

Таким образом, можно предположить, что пробивная прочность и срок службы полиэтиленовой изоляции могут быть значительно повышены путем выбора соответствующих мер защиты полиэтиленовой изоляции от разрушительного воздействия ионизации окружающей газовой среды.

При отсутствии ионизованной газовой среды электрическая прочность полиэтилена будет значительно выше. Отсюда следует, что целесообразно применение полиэтиленовой изоляции в первую очередь в высоковольтных кабелях постоянного тока.

Цитированная литература

1. Mason J. H., Proc. Inst. Electr. Engrs, 98, 1 (1951).
2. Dakin, Philofsky, Divens, Electr. Engng, 73, *9* (1954).
3. Брагин С. М., Голубцова В. А., Отчет МЭИ, 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. А. ВОРОБЬЕВ и Г. А. ВОРОБЬЕВ

О НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

1. Время формирования разряда

Нами экспериментально определены зависимости электрической прочности монокристаллов NaCl, KCl, KBr и KJ от времени воздействия напряжения [1]. При экспозиции $1 \cdot 10^{-7}$ сек и меньшей наблюдается обусловленное запаздыванием разряда увеличение электрической прочности.

С целью установления наличия в исследованных твердых диэлектриках статистического времени запаздывания проведены опыты по пробою рентгенизованной каменной соли. При наименьшей экспозиции $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек получились практически равные значения электрической прочности неокрашенной каменной соли и окрашенной, пробитой при сильном освещении. Это показывает, что в каменной соли и, видимо, в других исследованных диэлектриках при экспозиции $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек и большей статистическое время запаздывания практически отсутствует, и время запаздывания есть время формирования разряда. Зная значение электрической прочности при данной экспозиции и значение статической электрической прочности, мы по осциллограммам напряжения определяли время формирования разряда. За статическую электрическую прочность принималось значение электрической прочности при экспозиции $3 \cdot 10^{-7} \div 6 \cdot 10^{-6}$ сек, когда время формирования разряда много меньше экспозиции и отсутствует влияние объемного разряда.

Следует отметить, что в случае, когда становится заметным запаздывание разряда, имеется значительно больший разброс в значениях электрической прочности, чем при экспозиции $3 \cdot 10^{-7} \div 6 \cdot 10^{-6}$ сек; это показывают данные табл. 1.

Таблица 1

Время воздействия напряжения t, сек	Разброс значений электрической прочности от среднего значения в kV см$^{-1}$			
	NaCl	KCl	KBr	KJ
$3 \cdot 10^{-7}$—$6 \cdot 10^{-6}$	340	335	275	235
$6 \cdot 10^{-8}$—$1,4 \cdot 10^{-7}$	695	470	540	265
$2 \div 3 \cdot 10^{-8}$	790	710	520	575

При экспозиции $3 \cdot 10^{-7} \div 6 \cdot 10^{-6}$ сек разброс в значениях электрической прочности исследованных диэлектриков обусловлен структурными дефектами в образцах: микротрещинами, механическими напряжениями и др. При экспозиции $1,4 \cdot 10^{-7}$ сек и меньшей к этому разбросу добавляется разброс за счет различия в величине времени формирования разряда у отдельных образцов. Опытные данные позволяют грубо оценить границы колебаний в величине времени формирования разряда. На рис. 1 приведены кривые зависимости электрической прочности KBr от экспозиции. Можно считать, что увеличение электрической прочности по закону кривой *1* обусловлено наибольшей величиной времени формирования раз-

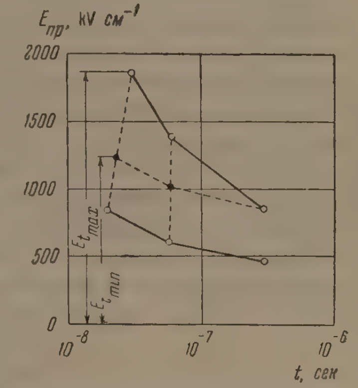
ряда, а увеличение по закону кривой $2'$ — наименьшей величиной. Исходя из этого, были определены по методу, указанному в работе [1], максимальное время формирования разряда $t_{\text{ф max}}$ и минимальное время формирования разряда $t_{\text{ф min}}$, а также средние скорости распространения разряда

$$v_{\text{ср min}} = \frac{d}{t_{\text{ф max}}} \quad \text{и} \quad v_{\text{ср max}} = \frac{d}{t_{\text{ф min}}},$$

где d — толщина диэлектрика.

Вычисленные данные приведены в табл. 2.

Средняя скорость распространения разряда в исследованных диэлектриках v достигает порядка 10^6 см сек$^{-1}$. Такую величину можно ориентировочно принять при расчете вольт-секундной характеристики твердой однородной изоляции электрических аппаратов при прочности ее около 10^6 V см$^{-1}$.



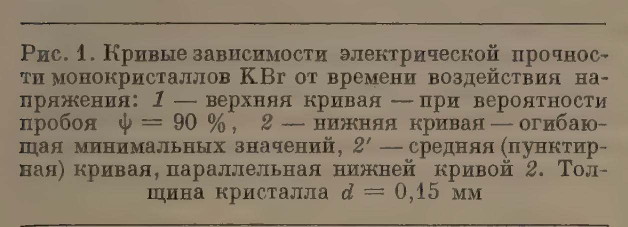


Рис. 1. Кривые зависимости электрической прочности монокристаллов KBr от времени воздействия напряжения: *1* — верхняя кривая — при вероятности пробоя $\psi = 90\,\%$, *2* — нижняя кривая — огибающая минимальных значений, $2'$ — средняя (пунктирная) кривая, параллельная нижней кривой *2*. Толщина кристалла $d = 0{,}15$ мм

Время формирования разряда уменьшается с увеличием перенапряжения.

В случае NaCl время формирования разряда возрастает с увеличением толщины образца.

Определенные нами скорости развития разряда для KCl значительно больше значений, приведенных в работе Инуиши и Суита [2]. Японские

Таблица 2

Время формирования разряда $t_{\text{ф}}$ и средняя скорость его распространения $v_{\text{ср}}$ у различных диэлектриков

Исследованные диэлектрики	Экспозиция $6\cdot10^{-8} \div 1{,}4\cdot10^{-7}$ сек					Экспозиция $2\div3\cdot10^{-8}$ сек				
	Перенапряжение, %	$t_{\text{ф}}$, 10^{-8} сек		$v_{\text{ср}}$, 10^6 см сек$^{-1}$		Перенапряжение, %	$t_{\text{ф}}$, 10^{-8} сек		$v_{\text{ср}}$, 10^6 см сек$^{-1}$	
		max	min	min	max		max	min	min	max
NaCl } d=0,15 мм	14,0	1,7	0,6	0,88	2,5	46,1	1,5	0,45	1,0	3,33
KCl } d=0,15 мм	16,1	1,6	0,6	0,94	2,5	54,0	1,37	0,3	1,095	5,0
KBr } d=0,15 мм	29,5	2,2	0,5	0,68	3,0	55,8	1,2	0,25	1,25	6,0
KJ } d=0,15 мм	28,4	2,1	0,6	0,72	2,5	53,8	1,1	0,23	1,36	6,5
NaCl d=0,3 мм	17,9	3,0	1	1	3,0	Нет данных				

исследователи разделяют время запаздывания разряда в кристаллах KCl и серы на статистическое время запаздывания и время формирования разряда. Исходя из величины времени формирования разряда, они определили среднюю скорость электрона, что точнее следует назвать средней скоростью распространения разряда. Если исходить из полной величины времени запаздывания разряда, то, по данным Инуиши и Суита, средняя скорость распространения разряда в KCl составит $0{,}67\cdot10^5$ см сек$^{-1}$, т. е. на порядок меньше наших данных.

Хиппель и Алджер [3] также получили увеличение электрической прочности KBr с уменьшением экспозиции, что следует объяснить запаздыванием разряда. К сожалению, в работе [3] не приводится толщина образца. Для ориентировочного расчета ее можно принять равной 0,1 мм.

По данным [3] определяем время формирования разряда $t_ф = 0{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек и среднюю скорость распространения разряда

$$v_{ср} = \frac{d}{t_ф} = \frac{0{,}01}{0{,}5 \cdot 10^{-8}} = 2 \cdot 10^6 \text{ см сек}^{-1}.$$

Эта величина близка к нашим данным.

2. Две стадии разряда

Среднеарифметические значения времени спада напряжения на образце при его пробое: NaCl — $7 \cdot 10^{-9}$ сек; KCl — $5 \cdot 10^{-9}$ сек; KJ — $4 \cdot 10^{-9}$ сек.

Спад напряжения на образце диэлектрика следует рассматривать как вторую стадию разряда — стадию завершения разряда. Первой стадией является стадия формирования разряда, в конце которой создается канал с высокой электропроводностью. Такое разделение разряда на две стадии является общим для всех диэлектриков. При пробое воздушных промежутков большой длины в качестве стадии формирования разряда выступает лидерная стадия, в качестве стадии завершения разряда — стадия главного разряда. Процессы в стадии завершения разряда твердых диэлектриков еще далеко не ясны. Возможно, что в данном случае происходит компенсация избыточного объемного заряда, внедренного в канал разряда при его формировании, как это имеет место в длинной искре.

3. Стадия завершения разряда

Расчеты [4] показывают, что запасенная в емкости образца перед пробоем энергия достаточна для разрушения диэлектрика в объеме канала.

Если взять для NaCl $E_{пр} = 2700$ kV см$^{-1}$ при экспозиции $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек, толщину диэлектрика $d = 0{,}15$ мм, емкость образца $C = 6$ pF, диаметр разрушенного канала пробоя $D = 0{,}1$ мм и время стадии завершения разряда $7 \cdot 10^{-9}$ сек, получается средняя мощность разряда в этой стадии 600 MW см$^{-3}$.

Спадание напряжения при пробое образца можно ориентировочно рассматривать как разряд емкости образца и делителя напряжения C на сопротивление канала разряда R. Длина подкасательной в каждой точке кривой спадания напряжения равняется постоянной $T = R \cdot C$.

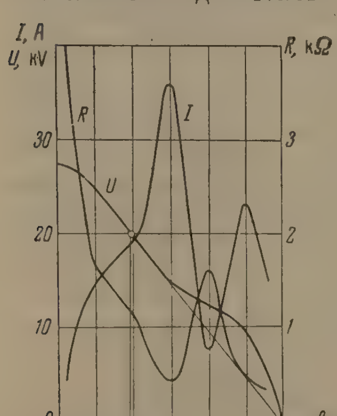


Рис. 2. Изменение напряжения U, тока I и сопротивления канала разряда R в образце каменной соли в стадии завершения разряда

Таким образом, есть возможность построить кривую $R = f(t)$, а также кривую тока $I = f(t)$, каждая точка которой определяется как $i = U/R$. Кривые $U = f(t)$, $R = f(t)$ и $I = f(t)$ приведены на рис. 2. Максимальная плотность тока, если принять диаметр канала пробоя 0,1 мм, составляет 445 kA см$^{-2}$.

4. Стадия формирования разряда

Ориентировочно энергия формирования разряда составляет

$$W_ф \approx \int_{t_0}^{t_0+t_ф} U^2 g_t \cdot dt,$$

где t_0 — время от начала импульса до достижения им величины стати-

ческого пробивного напряжения, $t_ф$ — время формирования разряда, g_t — электропроводность в момент времени t.

Для изменения напряжения на фронте импульса подобрано выражение:

$$U = A(e^{\beta t} - 1),$$

где $A = 12{,}66$ kV и $\beta = 3{,}5 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$.

Если принять, что увеличение электропроводности в стадии формирования разряда обусловлено ударной ионизацией, то можно написать:

$$g_t = g_0 e^{\gamma(t - t_0)},$$

где g_0 — электропроводность в начале стадии формирования разряда.

Величина предпробивного тока в KCl, измеренного на постоянном напряжении [5] достигает 10^{-8} A. Приняв толщину образца $d = 0{,}1$ мм и пробивное напряжение $U = 10$ kV, получаем $g_0 = 10^{-12}\ \Omega^{-1}$.

Величину электропроводности в конце стадии формирования разряда, согласно кривым рис. 2, можно ориентировочно принять равной $g_{tф} = 10^{-4}\ \Omega^{-1}$.

Получены следующие значения γ:

NaCl	KCl	KBr	KJ
1,23	1,53	1,67	$1{,}84 \cdot 10^9$ сек$^{-1}$.

Учитывая, что $\gamma \gg \beta$, получаем выражение для энергии формирования разряда:

$$W_ф \approx \frac{A^2 g}{\gamma}\left[e^{2\beta(t_0 + t_ф)} - 2e^{\beta(t_0 + t_ф)} + 1\right],$$

откуда значения $W_ф$:

NaCl	KCl	KBr	KJ
4,27	3,72	2,12	$1{,}52 \cdot 10^{-5}$ J.

Величины $W_ф$ пропорциональны энергии кристаллической решетки.

Известно, что коэффициент ударной ионизации в воздухе составляет 17,5 см$^{-1}$. Приняв потенциал ионизации молекул азота 15 eV и пробивную напряженность $E_{пр} = 32{,}5$ kV см$^{-1}$, получаем, что только

$$\frac{15 \cdot 17{,}5}{32500} = \frac{1}{124}$$

часть энергии электрона идет на ионизационные процессы, а остальная — на излучение и нагревание газа.

Если принять, что и в твердом диэлектрике при формировании разряда бо̀льшая часть энергии идет на расплавление диэлектрика, то можно определить радиус канала r:

NaCl	KCl	KBr	KJ
12,6	16	13,5	$13{,}2 \cdot 10^{-4}$ см.

Вероятно, не вся энергия потерь идет на расплавление диэлектрика. Часть энергии, видимо, теряется в виде излучения. Если принять, что на расплавление диэлектрика идет только 0,01 $W_ф$, то и тогда r получится порядка 1 μ.

5. О возможности механического разрушения

Приводя вычисленные значения механических напряжений в кристаллах щелочно-галоидных солей при пробивных полях и опытные данные о величине разрушающих механических напряжений в этих кристаллах, Завадовская [6] показывает близость этих величин и высказывает мысль о возможности механического разрушения твердых диэлектриков вслед-

ствие больших электростатических усилий. При пробое твердых диэлектриков на крутом фронте получается увеличение электрической прочности и механических усилий; вероятность механического разрушения под действием электростатических сил также возрастает.

Некоторым подтверждением этого является тот факт, что при пробое на крутом фронте импульса происходит разламывание образца кристалла щелочно-галоидных солей на несколько частей, тогда как при большей экспозиции при том же токоограничивающем сопротивлении этого не происходит. Если принять такое предположение, то следует считать, что времена формирования разряда для ионизационного процесса больше тех величин, которые выше были нами вычислены.

Для суждения о характере пробоя в твердых диэлектриках при малых временах необходимы дополнительные фотографические исследования развития разряда в твердых диэлектриках во времени, исследование изменения тока в твердых диэлектриках при пробое.

Выводы

1. Процесс пробоя твердых диэлектриков, так же как и газообразных, можно разбить на две стадии: стадию формирования разряда и стадию завершения разряда.

2. В стадии формирования разряда происходит частичное разрушение твердой структуры диэлектрика, что объясняет появление неполных пробоев в твердых диэлектриках. Поэтому разделение пробоя твердых диэлектриков на стадию потери электрической прочности и стадию разрушения является условным. Основное разрушение твердого диэлектрика происходит в стадии завершения разряда.

3. Вследствие повышения электрической прочности твердых диэлектриков при малых экспозициях возрастает вероятность механического разрушения диэлектриков.

Томский политехнический
институт
им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Воробьев Г. А., Изв. Томск. пед. ин-та, **91**, 79 (1956).
2. Inuishi J., Suita T., J. Inst. El. Eng. Japan, **74**, 150 (1954).
3. Hippel A., Alger R. S., Phys. Rev., **76**, 1, 127 (1949).
4. Воробьев А. А. и Калганов А. Ф., Изв. Томск. политехн. ин-та, **91**, 97 (1956).
5. Hippel A., Phys. Rev., **54**, 1096 (1938).
6. Завадовская Е. К., Докл. АН СССР, **81**, 541 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. А. ВОРОБЬЕВ и Г. А. ВОРОБЬЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ КАМЕННОЙ СОЛИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ

Влияние центров окраски, являющихся источниками слабосвязанных электронов, на электрическую прочность кристаллов щелочно-галоидных солей изучалось неоднократно (табл. 1).

Наблюдалось понижение электрической прочности окрашенных кристаллов при фотопроводимости на статическом напряжении. При пробое окрашенных кристаллов в темноте понижения электрической прочности не было обнаружено [1—3].

Инуиши и Суита, пробивая слабо рентгенизованные кристаллы KCl на переменном напряжении, не обнаружили понижения электрической прочности за счет фотопроводимости.

Было замечено [4], что разряды в кристаллах каменной соли на импульсах распространяются преимущественно в области более высокой концентрации электронов.

Вул и Гольдман [2], Вальтер и Инге [5], Инуиши и Суита [3] не обнаружили влияния фотопроводимости и центров окраски на пробивное напряжение на импульсах. Хиппель и Алджер [6] указывают, что фотопроводимость снижает электрическую прочность на импульсах, если экспозиция превышает 10^{-5} сек.

Понижение электрической прочности за счет фотопроводимости объяснялось действием положительного объемного заряда, остающегося в окрашенных кристаллах после ухода электронов. Положительный объемный заряд может вызвать эмиссию электронов из катода [3] или значительно повысить местную напряженность электрического поля по сравнению со средней [2]. Оба возможных процесса облегчают развитие пробоя в диэлектрике.

Полученное некоторыми исследователями отсутствие влияния фотопроводимости на электрическую прочность на коротких импульсах Инуиши и Суита [3] объясняют большим временем установления объемного заряда.

Вул и Гольдман [2] указывают, что в редких случаях в образцах окрашенной каменной соли при предпробивных напряжениях наблюдалось увеличение тока в несколько тысяч раз. Это могло вызвать тепловой пробой.

Наблюдаемое понижение электрической прочности при фотопроводимости кристаллов объясняется как результат вторичных явлений — действием объемного заряда или тепловых процессов.

Нами определялась зависимость электрической прочности окрашенных и неокрашенных кристаллов каменной соли от времени воздействия напряжения. Окраска кристаллов производилась рентгеновыми лучами при напряжении на трубке 150 kV, токе через трубку 10 mA и экспозиции около 4 час.

Окрашенные образцы пробивались частично при сильном освещении, частично в темноте. Полученные результаты представлены на рисунке. Значения электрической прочности относятся к вероятности пробоя $\psi = 90\%$.

Таблица 1

Влияние окраски на электрическую прочность кристаллов*

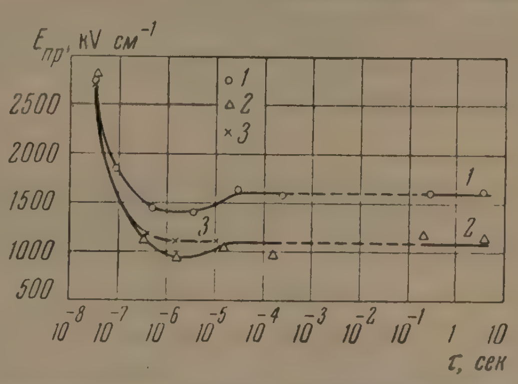
№ п/п	Исследование, авторы	Условия испытания	Напряжение					
			постоянное		переменное		импульсное	
			kV см$^{-1}$ или kV**	%	kV см$^{-1}$ или kV**	%	kV см$^{-1}$ или kV**	%
1	Пробой рентгенизованной каменной соли в слабо неоднородном поле (Воробьев [1])	В темноте	—	100	—	100	—	—
		При освещении	—	70	—	70	—	—
		Нерентгенизов.	—	100	—	100	—	—
	Пробой рентгенизованной каменной соли в резко неоднородном поле при положительной полярности острия (Воробьев [4])	В темноте	—	—	—	—	—	100
		При освещении	—	—	—	—	—	менее 100
3	Пробой аддитивно окрашенной каменной соли в однородном поле (Вул и Гольдман [2])	В темноте	2100	100	1800	100	1900	100
		При освещении	830	40	840	47	1900	100
4	Пробой рентгенизованных монокристаллов KBr в однородном поле (Хиппель и Алджер [6])	В темноте	—	100	—	—	—	100
		При освещении	—	менее 100	—	—	—	менее 100 при 10^{-5}сек
5	Пробой пластинок рентгенизованной каменной соли в неоднородном поле (Вальтер и Инге [5])	При освещении						
		— острие	—	—	—	—	—	100
		+ острие	—	—	—	—	—	100
		Нерентгенизов.						
		— острие	—	—	—	—	—	100
		+ острие	—	—	—	—	—	100
6	Пробой рентгенизованных монокристаллов KCl в слабо неоднородном поле (Инуиши и Сунта [3])	В темноте	30	105	25	102	19	90
		При освещении	10	37	28	118	18	86
		Нерентгенизов.	27	100	24	100	21	100

* При составлении таблицы за 100% приняты электрическая прочность или пробивное напряжение неокрашенных кристаллов. При отсутствии этих данных за 100% приняты электрическая прочность или пробивное напряжение окрашенных кристаллов, пробитых в темноте.

** Разные авторы указывали или пробивные напряжения, или пробивные напряженности. Поэтому можно сравнивать только данные, расположенные в одной строке.

При воздействии напряжения длительностью $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек электрическая прочность во всех трех случаях практически совпадает, что указывает на одинаковый механизм пробоя. При этом механизме время запаздывания разряда составляет $1 \div 2 \cdot 10^{-8}$ сек, а сам механизм рассматривается как электронный процесс [7].

В окрашенных кристаллах действует еще и другой механизм, который начинает сказываться при воздействии напряжения длительностью $3 \div 4 \cdot 10^{-7}$ сек и больше.



Зависимость электрической прочности каменной соли от времени воздействия напряжения τ (вероятность пробоя ψ = 90 %): *1* — нерентгенизованные образцы, *2* — рентгенизованные образцы, пробитые при сильном освещении, *3* — рентгенизованные образцы, пробитые в темноте. Толщина образца 0,15 мм.

При воздействии длительностью $3 \div 4 \cdot 10^{-7}$ сек электрическая прочность окрашенных и освещенных образцов несколько выше, чем при длительности воздействия $1,6 \cdot 10^{-6}$ сек, что следует считать следствием запаздывания в образовании этого другого механизма. Приняв ориентировочно прямолинейное нарастание напряжения на фронте импульса при длительности $4 \cdot 10^{-7}$ сек и учтя, что разность в значениях электрической прочности при длительностях $4 \cdot 10^{-7}$ сек и $1,6 \cdot 10^{-6}$ сек составляет

$$\frac{1120 - 930}{1120} \cdot 100 = 17\ \%,$$

определяем время формирования пробоя окрашенных кристаллов:

$$t_{ф.\,окр} = 4 \cdot 10^{-7} \cdot 0,17 = 6,8 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

При имеющихся экспериментальных данных пока что затруднительно судить о природе механизма пробоя окрашенных кристаллов при длительностях воздействия более 10^{-7} сек.

Были также проведены опыты по пробою окрашенных и неокрашенных кристаллов каменной соли в неоднородном поле при воздействиях длительностью порядка 10^{-6} сек. Для устранения влияния разрядов в окружающей среде в образцах делались конические углубления.

В табл. 2 представлены полученные результаты и для сравнения — данные по пробою каменной соли в однородном поле.

Таблица 2

Пробивное напряжение каменной соли в различных условиях

Поле	Пробивное напряжение					
	нерентгенизованные образцы		рентгенизованные образцы			
			при освещении		в темноте	
	kV	%	kV	%	kV	%
Неоднородное — острие	42,4	100	36,3	86	38,2	90
Неоднородное + острие	44,4	100	43,8	98	51	115
Однородное	—	100	—	67	—	77,3

При отрицательной полярности острия получились те же закономерности, что и в однородном поле, но слабее выраженные. При положительной

полярности острия получилось заметное увеличение пробивного напряжения в окрашенных образцах, пробитых в темноте, по сравнению с пробитыми при освещении.

При отрицательной полярности острия в окрашенных и неокрашенных кристаллах разряды идут по кристаллографическому направлению [100].

При положительной полярности острия имеются различные направления разрядов (табл. 3).

Таблица 3

Направление разрядов в образцах каменной соли при положительной полярности острия

Образцы	Число образцов с разрядом, направленным вдоль оси			
	всего	[100]	[110]	[111]
Нерентгенизованные	16	1	15	—
Рентгенизованные, пробитые в темноте	11	4	7	—
Рентгенизованные, пробитые при освещении	12	4	5	3

Изменение направления разряда в рентгенизованных образцах, видимо, обусловлено действием фотоэлектронов на объемный заряд около острия.

Выводы

1. При воздействиях напряжения длительностью $4 \cdot 10^{-7}$ сек и больше значения электрической прочности окрашенных кристаллов ниже, чем у неокрашенных. При воздействиях длительностью $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек получились примерно равные значения электрической прочности.

2. Время формирования пробоя окрашенных кристаллов при воздействиях длительностью более 10^{-7} сек составляет ориентировочно $6{,}8 \cdot 10^{-8}$ сек.

3. Фотоэлектроны в окрашенных кристаллах изменяют направление разряда при положительной полярности острия.

Томский политехнический институт
им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Воробьев А. А., ДАН СССР, **3**, 424 (1934).
2. Вул Б. М., Гольдман И. М., ДАН СССР, **1**, 363 (1935).
3. Inuishi I., Suita T., J. Phys. Soc. Japan, **9**, 431 (1954).
4. Воробьев А. А., ДАН СССР, **26**, 780 (1940).
5. Вальтер А. Ф., Инге Л. Д., ДАН СССР, **2**, 65 (1934).
6. Hippel A., Alger R. S., Phys. Rev., **76**, 127 (1949).
7. Воробьев Г. А., ЖЭТФ, **30**, 256 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. А. КОНОРОВА и Л. А. СОРОКИНА

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ KBr И KCl ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

До недавнего времени считалось, что пробивная прочность при электрическом пробое не зависит от температуры. В работе Вальтера и Инге [1] показано, что для NaCl электрический пробой наблюдается до 200°; выше 200° наступает тепловой пробой, характеризующийся резким снижением электрической прочности с температурой.

В работах последних лет [2—6], результаты которых представлены на рис. 1, показано, что для щелочно-галоидных кристаллов в области электрического пробоя электрическая прочность не остается постоянной: в зависимости электрической прочности от температуры во всех перечисленных работах наблюдается максимум при постоянном напряжении. Однако результаты этих работ не однозначны для пробоя при импульсном напряжении. Так, в работе Хиппеля и Алджера [4] для KBr с уменьшением длительности приложенного напряжения максимум постепенно сглаживается, и при импульсах длительностью 10^{-6} сек наблюдается слабый рост электрической прочности с температурой. Инуиши и Суита в работе [5] для KCl при импульсах 10^{-6} сек не получили зависимости $E_{пр}$ от температуры, но абсолютное значение $E_{пр}$ ниже, чем на постоянном напряжении. И, наконец, в работе Колдервуда и Купера [7] результаты измерений на импульсах длительностью 10^{-6} сек совпадают с результатами измерений на постоянном напряжении и дают максимум в ходе температурной зависимости электрической прочности для кристаллов KCl и NaCl.

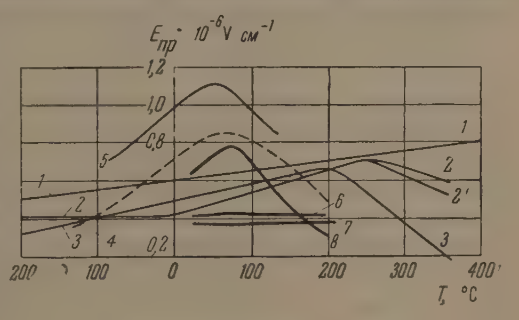


Рис. 1. Экспериментальные данные по зависимости $E_{пр}$ от температуры для щелочно-галоидных кристаллов: *1, 2, 3* — по работе [4] для KBr при импульсах длительностью: *1* — 10^{-6} сек, *2* — 10^{-4} сек, *2'* — 10^{-3} сек и *3* — при постоянном напряжении, *4* — по работе [2 и 3] для KBr, *5* — по работе [6] для KCl, *6, 7, 8* — по работе [5] для KCl

Нет однозначности и в положении температурного максимума. Так, по данным большинства авторов, максимум пробивного напряжения KBr лежит в области 50°, а по данным Хиппеля и Алджера [4], максимум соответствует температуре 200°.

Установление зависимости электрической прочности от температуры для щелочно-галоидных кристаллов представляет существенный интерес для физики процесса электрического пробоя. Поэтому нами была поставлена работа по определению этой зависимости для кристаллов KBr и KCl в интервале температур $-170° \div +200°$ с целью уточнения имеющихся экспериментальных данных. Исследования проводились на постоянном напряжении и импульсах длительностью 10^{-2}, 10^{-4} и 10^{-6} сек с линейно-

растущим напряжением. Измерение напряжения на образце в случае постоянного напряжения и импульса 10^{-2} сек производилось электростатическим вольтметром с погрешностью, не превышающей 5%. Для записи амплитуды импульсов длительностью 10^{-4} и 10^{-6} сек использовался высоковольтный катодный осциллограф КО-20, на пластины которого через делитель подавался импульс с образца. Ошибка измерения в этом случае не превышала 10%.

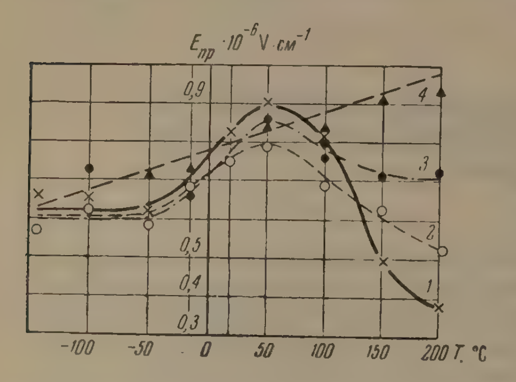


Рис. 2. Температурная зависимость $E_{пр}$ для KBr при различной длительности приложенного напряжения при постоянном напряжении (*1*) и при импульсах длительностью: 10^{-2} сек (*2*), 10^{-4} сек (*3*), 10^{-6} сек (*4*)

Образцы для пробоя приготавливались из монокристаллов KBr и KCl, выращенных по методу Киропулоса. В кристаллических пластинках высверливалась лунка, после чего для снятия механических напряжений образцы подвергались отжигу в течение 3 час при температуре на 50—70° ниже температуры плавления и медленному охлаждению со скоростью 1 град мин$^{-1}$. После отжига толщина образца в лунке доводилась полировкой плоскости до 0,1—0,2 мм и на поверхности лунки и плоскости наносились серебряные электроды распылением в вакууме. Для предохранения образцов от растрескивания скорость нагрева и охлаждения перед пробоем не превышала 1 град мин$^{-1}$.

На рис. 2 приведены полученные зависимости $E_{пр}$ от температуры для KBr. Каждой точке на кривой соответствует среднее значение электрической прочности по измерениям 12—20 образцов. Средняя квадратичная ошибка в случае постоянного напряжения не превышала 8% и в случае импульсного — 12%. Как видно из рис. 2, в температурной зависимости $E_{пр}$ на постоянном напряжении при 50° наблюдается максимум, постепенно сглаживающийся с уменьшением длительности приложения напряжения. На импульсах длительностью 10^{-6} сек максимум отсутствует и наблюдается медленный рост электрической прочности с температурой. Для области температур ниже 0° электрическая прочность от тепературы не зависит для постоянного напряжения и для импульсов длительностью 10^{-2} и 10^{-4} сек.

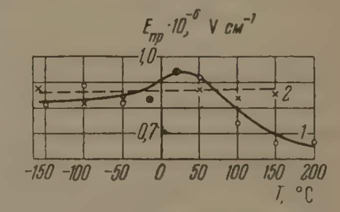


Рис. 3. Температурная зависимость $E_{пр}$ для KCl при: *1* — постоянном напряжении, *2* — импульсах длительностью 10^{-6} сек

На рис. 3 приведены результаты измерений температурной зависимости $E_{пр}$ для кристаллов KCl.

Выводы

1. Экспериментально установлено, что температурная зависимость $E_{пр}$ для щелочно-галоидных кристаллов имеет на постоянном напряжении максимум, сглаживающийся с уменьшением длительности приложенного напряжения. Современные теории электрического пробоя [8—10] связывают нарушение электрической прочности с ударной ионизацией электронами. Поэтому во всем температурном интервале независимо от длитель-

ности приложенного напряжения (во всяком случае для импульсов 10^{-6} сек) должен наблюдаться слабый рост электрической прочности с температурой.

В «высокотемпературной» теории пробоя Фрелиха [11] делается попытка объяснить появление максимума в зависимости $E_{пр}$ от температуры, однако и с точки зрения этой теории нельзя объяснить тот факт, что отчетливо проявляющийся максимум на постоянном напряжении совсем отсутствует на импульсах длительностью 10^{-6} сек.

2. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что появление максимума связано с длительными процессами, происходящими в диэлектрике при наложении поля. Поэтому для объяснения полученных результатов применима гипотеза, предложенная Хиппелем и Алджером [4], согласно которой снижение пробивной прочности вызывается искажением поля за счет образования объемных зарядов: при низких температурах—отрицательного (электронного), обусловленного холодной эмиссией с катода, а при высоких температурах — положительного (ионного), обусловленного проводимостью кристалла. Возможно, что при некоторой температуре оба заряда так компенсируют друг друга, что поле остается относительно неискаженным и пробивная прочность достигает максимума. Повышение прочности с уменьшением длительности приложенного напряжения на высоких температурах свидетельствует о том, что для образования ионного заряда необходимо время большее, чем 10^{-6} сек.

3. Величина электронного объемного заряда, очевидно, зависит от скорости эмиссии электронов с катода, а следовательно, с одной стороны, от материала катода и состояния поверхности контакта и, с другой стороны, от концентрации электронных ловушек в кристалле, т. е. от степени загрязнения кристалла, предварительной тепловой обработки и т. д.

Так как получение тождественных условий опыта весьма затруднительно с этой точки зрения, то вполне естественно ожидать расхождения данных различных экспериментаторов (в частности, сдвиг максимума).

Окончательные выводы о причинах температурной зависимости $E_{пр}$ при электрическом пробое, как нам представляется, могут быть сделаны на основании изучения природы токов в области предпробивных полей.

Настоящая работа выполнена под руководством Г. И. Сканави, которому авторы выражают свою глубокую благодарность.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Inge L. D., Semenoff N., Walter A. F., Z. Phys., 32, 373 (1925).
2. Buehl R. C., Hippel A., Phys. Rev., 56, 7/12, 941 (1939).
3. Hippel A., Maurer R. J., Phys. Rev., 59, 820 (1941).
4. Hippel A., Alger R. S., Phys. Rev., 76, 127 (1949).
5. Inuishi Y., Suita T. J., Phys. Soc. Japan, 8, 567 (1953).
6. Callen H., Phys. Rev., 76, 1394 (1949).
7. Calderwood J. H., Cooper R., Proc. Phys. Soc., B, 66, 2, 74 (1953).
8. Hippel A., J. Appl. Phys., 8, 815 (1937).
9. Fröhlich H., Proc. Roy. Soc. A, 160, 230 (1937).
10. Чуенков В. А., Успехи физ. наук, XIV, вып. 2, 185 (1954).
11. Fröhlich H., Proc. Roy. Soc. A, 188, 521 (1947).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. Д. КУЧИН

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФОРМЕ ПРОБОЯ

В настоящее время вновь поднят вопрос о температурной зависимости электрической прочности ионных кристаллов при электрическом пробое. Во многих теоретических работах доказывается зависимость электрической прочности от температуры. В теории электрического пробоя Фрелиха [1] существенную роль играет критическая температура $T_к$, при которой вещество из кристаллического состояния переходит в аморфное. При температуре ниже $T_к$ электрическая прочность диэлектрика с ростом температуры должна увеличиваться по уравнению:

$$E_{пр} \approx 0{,}8\, E_0 G\,(kT_0 / \hbar\omega), \tag{1}$$

где функция $G(kT/\hbar\omega)$ изменяется от $^2/_3$ до 1 при изменении $kT/\hbar\omega$ от 0 до ∞. Выше температуры $T_к$, когда вещество становится аморфным, Фрелих дает для описания изменения его электрической прочности условие [2]:

$$\ln E = \text{const} + \frac{\overline{\Delta e}}{2kT}, \tag{2}$$

где $\overline{\Delta e}$ — средняя разность энергий, требуемая для перевода электронов, находящихся на возбужденных уровнях неоднородностей, в зону проводимости.

По теории ударной ионизации Франца [3], учитывающей столкновения электронов с акустическими колебаниями решетки, получается формула:

$$E_{пр} = \frac{30}{a_0^3} \cdot \frac{30}{A} \cdot \frac{4 \cdot 10^5}{V_{зв}} \sqrt{\frac{T}{300}}, \tag{3}$$

где A — атомный вес, $V_{зв}$ — скорость звука.

По развитой Колленом [4] теории ударной ионизации, учитывающей столкновения электронов с оптическими колебаниями, зависимость $E_{пр}$ от температуры получается сложной. В области низких температур электрическая прочность щелочно-галоидных соединений с повышением температуры должна расти линейно со скоростью примерно 1 kV см$^{-1}$ град$^{-1}$.

По теории электростатической ионизации полем Зинера [5], $E_{пр}$ ионных кристаллов может быть представлена формулой

$$E_{пр} = 0{,}1\, \frac{a_0\,(\Delta W)^2}{n}, \tag{4}$$

где ΔW — ширина запрещенного промежутка энергии. По этой формуле электрическая прочность не зависит от температуры.

Воробьевым и Завадовской [6] показано, что между величиной $E_{пр}$ и энергией решетки ионных кристаллов имеется линейная зависимость. Температура мало влияет на величину энергии кристаллической решетки [7]. В связи с таким малым изменением энергии решетки следует ожидать, что изменение $E_{пр}$ ионных кристаллов при изменении температуры также

будет небольшим. Показано [8], что электрическая прочность щелочно-галоидных кристаллов в зависимости от температуры определяется формулой

$$E_{\text{п}} = \frac{U_0 \sqrt{m}\, V_{\text{зв}}}{e a_0 \sqrt{kT}}. \qquad (5)$$

Здесь U_0 — величина потенциального барьера, e и m — заряд и масса электрона, a_0 — постоянная решетки. По этим соображениям электриче-

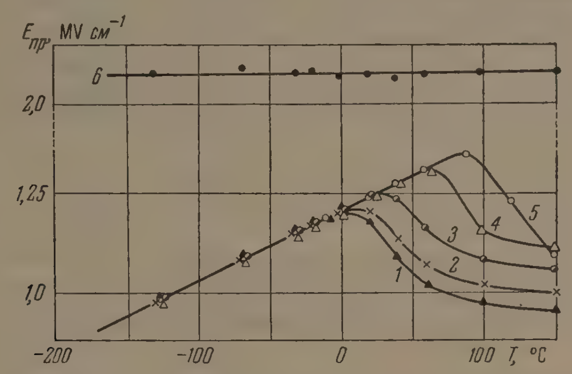


Рис. 1. Температурная зависимость электрической прочности NaCl. Длительность импульса: *1* — 10^{-6} сек, *2* — 10^{-5} сек, *3* — 10^{-4} сек, *4* — 10^{-7} сек, *5* — постоянное напряжение, *6* — 10^{-8} сек

ская прочность твердых диэлектриков должна незначительно изменяться с температурой. Вряд ли можно экспериментально установить небольшое ее изменение при изменении температуры [9].

В результате математических расчетов Чуенков [10, 11] нашел, что $E_{\text{пр}}$ ионных кристаллов растет с увеличением температуры от 100 до 500°K со скоростью примерно 2 kV см$^{-1}$ град$^{-1}$.

Достоверность большого количества существующих теорий электрического пробоя твердых диэлектриков рассматривается главным образом с точки зрения температурной зависимости электрической прочности. Так как зависимость $E_{\text{пр}}$ от температуры для ионных кристаллов, даваемая различными теориями, получается различной, то для установления правильности теорий пробоя интересно исследовать температурный ход $E_{\text{пр}}$ ионных кристаллов экспериментально и результаты исследования сопоставить с выводами теорий.

Нами измерялась электрическая прочность NaCl, KCl, KBr и KJ при температурах $-130 \div +150°$ на постоянном напряжении и импульсах длительностью $10^{-4} \div 10^{-8}$ сек. Как видно из рис. 1 (зависимости даются по средним арифметическим значениям $E_{\text{пр}}$), электрическая прочность для NaCl в области температур ниже 0° растет с увеличением температуры по линейному закону примерно на 1,75 kV см$^{-1}$ град$^{-1}$ при постоянном напряжении и импульсах до 10^{-7} сек.

Аналогичные результаты получены для солей KCl, KBr и KJ (рис. 2—4), причем при различных временах приложенного напряжения и при различных температурах сохраняется определенное соотношение: электрическая прочность тем выше, чем больше энергия кристаллической решетки. Полученную зависимость $E_{\text{пр}}$ от температуры при $T < 0°$ для ионных кристаллов можно объяснить в соответствии с выводами теории Фрелиха следующим образом. Известно, что при пробое плотность электронов достигает 10^{17} см$^{-3}$ [12].

Фрелих показал, что уже при плотности электронов в диэлектрике порядка 10^{-4} см$^{-3}$ [1] взаимодействие между электронами сильнее, чем между электронами и колебаниями решетки. С увеличением температуры

количество межэлектронных столкновений растет, а следовательно, растет и энергия, теряемая электронами при этих столкновениях. Значит, $E_{пр}$ должно расти с увеличением температуры.

При температурах выше 0° наиболее низкие значения $E_{пр}$ наблюдаются на импульсах длительностью 10^{-6} сек. Вольт-временные характеристики

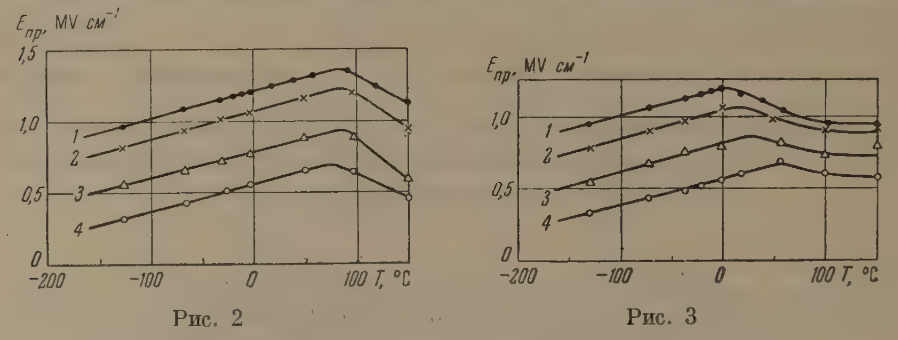


Рис. 2 Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость электрической прочности: 1 — NaCl, 2 — KCl, 3 — KBr и 4 — KJ на постоянном напряжении

Рис. 3. Температурная зависимость электрической прочности: 1 — NaCl, 2 — KCl, 3 — KBr и 4 — KJ на импульсах длительностью 10^{-6} сек

ионных кристаллов при высоких температурах (выше 0°) имеют вид ковша (рис. 5), что, по-видимому, следует объяснять действием объемного заряда, который образуется при напряжениях, длительностью выше 10^{-6} сек. Мы полагаем, что объемный заряд в ионных кристаллах имеет ионное происхождение и вызывает повышение электрической прочности. Действительно, время запаздывания разряда в диэлектрике имеет порядок 10^{-8} сек [12], а время, при котором объемный заряд проявляет себя, больше, чем 10^{-6} сек (рис. 5). При увеличении температуры количество

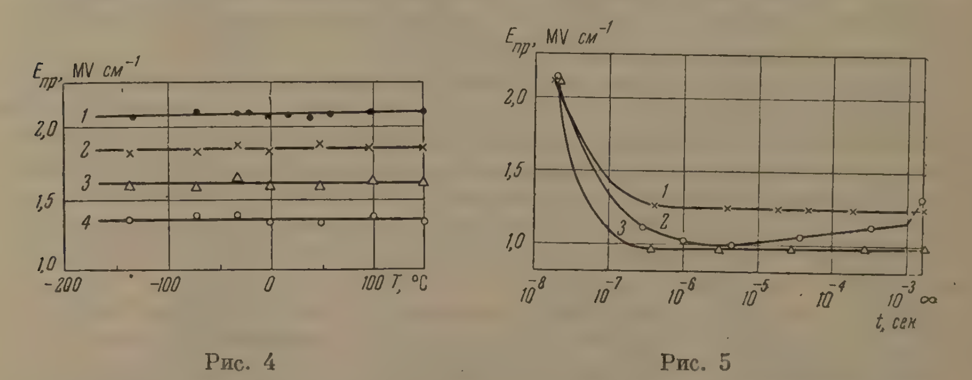


Рис. 4 Рис. 5

Рис. 4. Температурная зависимость электрической прочности: 1 — NaCl, 2 — KCl, 3 — KBr и 4 — KJ на импульсах длительностью 10^{-8} сек

Рис. 5. Вольт-временные характеристики NaCl при различных температурах: 1 — $T = 0°$, 2 — $T = 100°$, 3 — $T = -130°$

ионов, образующих объемный заряд, увеличивается. Следовательно, с повышением температуры действие объемного заряда будет усиливаться.

Повышение электрической прочности ионных кристаллов при $t = 10^{-8}$ сек по сравнению с $E_{пр}$ на импульсах длительностью 10^{-6} сек связано с запаздыванием разряда в диэлектрике. Температурная зависимость $E_{пр}$ при $t = 10^{-8}$ сек ни количественно, ни качественно не согласуется ни с одной из существующих теорий пробоя твердых диэлектриков. По-видимому, в этом случае происходит механическое разрушение диэлектрика под действием сильного электрического поля без каких-либо подготовительных процессов. На возможность такого механического разру-

шения диэлектрика в электрическом поле указывалось ранее [14, 15]. В частности, Завадовской [14] было подсчитано, что при напряженности поля, близкой к пробивной, в диэлектрике возникают механические усилия, сравнимые с его механической прочностью.

Существование механических усилий в диэлектрике, находящемся в сильном электрическом поле, экспериментально доказали Купер и Уолес [15]. Правда, в их опытах механические усилия в кристаллах KCl не могли быть большими, так как образец находился в сравнительно слабом поле. Надо полагать, что при напряжениях на образце в 2—3 раза выше пробивного механические усилия в кристалле под действием электрического поля будут значительно превосходить его механическую прочность, и диэлектрик может быть механически разрушен. Это предположение будет проверено. В связи с изложенным, при теоретических расчетах в выражение температурной зависимости $E_{\text{пр}}$ ионных кристаллов должно входить время приложения напряжения, а также необходимо учитывать при температурах выше 0° значительное действие объемного заряда на импульсах 10^{-6} сек и больше.

В заключение выражаю благодарность А. А. Воробьеву за большую помощь, оказанную при выполнении работы, и за ценные указания при обсуждении полученных результатов.

Томский политехнический институт
им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Fröhlich H., Paranjape B. V., Proc. Phys. Soc., B, **69**, 433, 21 (1956).
2. Fröhlich H., Proc. Roy. Soc., A, **160**, 230 (1937).
3. Franz W., Z. Phys., **113**, 607 (1939).
4. Callen H. B., Phys. Rev., **76**, 1394 (1949).
5. Zener C., Proc. Roy. Soc. A, **145**, 523 (1934).
6. Воробьев А. А., Завадовская Е. К., ДАН СССР, **81**, 375 (1951).
7. Завадовская Е. К., ДАН СССР, **82**, 565 (1952).
8. Воробьев А. А., Завадовская Е. К., Изв. Томск. политехн. ин-та, **71**, 3 (1952).
9. Воробьев А. А., Завадовская Е. К., Изв. Томск. политехн. ин-та, **71**, 7 (1952).
10. Чуенков В. А., УФН, **54**, 185 (1954).
11. Чуенков В. А., Изв. Томск. политехн. ин-та, **91**, 45 (1956).
12. Rose A., Phys. Rev., **97**, 1538 (1955).
13. Воробьев Г. А., ЖЭТФ **30**, 256 (1956).
14. Завадовская Е. К., Диссертация.— Томск, 1955.
15. Cooper R., Wallace A. A., Proc. Phys. Soc., B, **66**, 1113 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. А. КОНОРОВА, В. В. КРАСНОПЕВЦЕВ и Г. И. СКАНАВИ

К ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПУЛЬСНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ НЕКОТОРЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В первых работах, предпринятых в направлении отыскания возможного влияния диэлектрической проницаемости на электрическую прочность твердых диэлектриков, эта зависимость объяснялась воздействием на процесс электрического пробоя локального поля, зависящего от ε вещества [1, 2]. Позднее, на основе представлений об ударной ионизации электронами, было высказано предположение о том, что определяющее значение для пробоя имеет среднее поле и поэтому нет оснований ожидать зависимости величины электрической прочности от диэлектрической проницаемости [3].

В современных теориях электрического пробоя твердых диэлектриков в соответствии с экспериментом предполагается, что пробой обусловлен поведением электрона проводимости в кристаллической решетке в условиях сильного электрического поля [4—6]. Можно думать, следовательно, что на механизм движения такого электрона, и в конечном счете на электрическую прочность, должна влиять, вообще говоря, диэлектрическая поляризация решетки, характеризующаяся диэлектрической проницаемостью. В силу малого, при отсутствии вторичных явлений, воздействия температуры на электрический пробой можно сделать попытку найти связь между электрической прочностью и диэлектрической проницаемостью в материале с достаточно сильным (по крайней мере, в несколько раз) изменением ε с температурой, исключив таким образом неопределенность, связанную с неодинаковой структурой вещества. Из известных материалов сильная зависимость диэлектрической проницаемости от температуры наблюдается на сегнетоэлектриках (сегнетова соль, титанат бария и др.). Однако в предпробивных полях эта зависимость сглаживается.

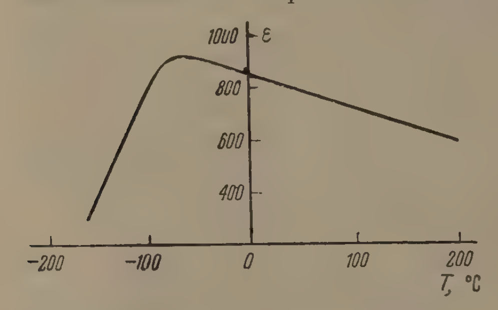


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости СВТ от температуры для частоты 50 kHz

Недавно в нашей лаборатории были синтезированы новые диэлектрики (стронций-висмут-титанаты — СВТ) с высокой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon \approx 800$ при комнатной температуре), не обладающие сегнетоэлектрическими свойствами. Зависимость ε от температуры для СВТ представлена на рис. 1. От напряженности электрического поля ε не зависит (вплоть до пробивного). Следовательно, этот диэлектрик обладает свойствами, необходимыми для исследования влияния ε на пробивную прочность [7].

В связи с изложенным в настоящей работе была поставлена задача исследовать зависимость $E_{\text{пр}}$ от температуры в области электрического

пробоя для твердых диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью.

Исследовались диэлектрики с неодинаковой природой поляризации, с различными ε и температурной зависимостью ε — титанаты цинка $ZnO \cdot TiO_2$ ($\varepsilon = 30$), кальция $CaTiO_3$ ($\varepsilon = 130$), бария $BaTiO_3$ ($\varepsilon \approx 1000$) и СВТ ($\varepsilon \approx 800$). (Значение ε относится к комнатной температуре при частоте 1 kHz.) Образцы имели форму, обычную для измерения пробивной напряженности в условиях однородного поля (сфера — плоскость). Материал электродов выбирали, исходя из условий максимальной пробивной напряженности и минимального разброса полученных значений. Для всех диэлектриков был выбран аквадаг, за исключением титаната цинка, для которого электродами служило серебро, напыленное в вакууме. Толщина образца в самой тонкой части (между сферой и плоскостью) измерялась при помощи механического индикатора с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ см. Чтобы исключить возможную зависимость пробивной напряженности от толщины, последняя фиксировалась в определенных пределах (0,30—0,50 мм для $BaTiO_3$, 0,10—0,30 мм для остальных).

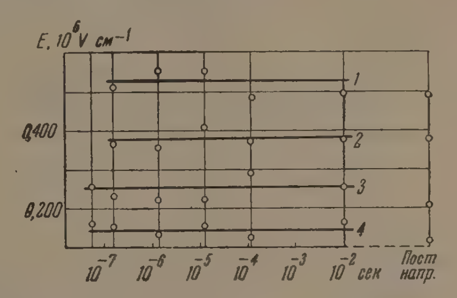


Рис. 2. Зависимость пробивной напряженности поликристаллических диэлектриков от длительности приложенного напряжения при комнатной температуре: *1* — $ZnO \cdot TiO_2$, *2* — $CaTiO_3$, *3* — СВТ, *4* — $BaTiO_3$

Пробой производился при постоянном напряжении, при напряжении промышленной частоты (50 Hz) и на одиночных импульсах с различной длительностью фронта (вплоть до 10^{-7} сек). Величина пробивного напряжения при постоянном напряжении и 50 Hz измерялась электростатическим вольтметром, пробой на импульсах осциллографировался.

Температурные исследования проводились от 150° до температуры жидкого азота [8]. Температура пробоя регистрировалась при помощи термопары (медь — константан), помещенной в непосредственной близости от образца. Время выдержки для выравнивания температуры между образцом и термопарой и скорость охлаждения подбирались экспериментально. Последняя не превышала 1,5 градуса в минуту, что обеспечивало отсутствие трещин и деформаций, влияющих на электрическую прочность. Испытываемые при температуре жидкого азота образцы погружались в жидкий азот; при всех других температурах измерения велись на образцах, помещенных в кремнийорганическую жидкость.

Максимальная ошибка определения не превышала 12 %.

Средние и максимальные значения пробивной напряженности титанатов цинка, кальция, бария и СВТ при комнатной температуре и для разных видов приложенного напряжения приведены в таблице.

Каждая экспериментальная точка взята не менее чем по 12 образцам. Разброс значений пробивной напряженности от образца к образцу является обычным для экспериментов этого рода. Средняя квадратичная ошибка не превосходит 7%.

При комнатной температуре электрическая прочность исследуемых поликристаллических диэлектриков не меняется со временем приложения напряжения (рис. 2).

Зависимости пробивной напряженности от температуры приведены на рис. 3 и 4. Для СВТ наблюдается заметный минимум электрической прочности от температуры. Этот минимум наиболее резко выражен для импульса с длительностью фронта 10^{-4} сек. Пробивная напря-

Среднее и максимальное значения пробивной напряженности некоторых поликристаллических диэлектриков при импульсах разной длительности, постоянном напряжении и напряжении промышленной частоты при комнатной температуре

(τ — длительность импульса, *n* — количество испытанных образцов)

Диэлектрик	50 Hz		Постоянное напряжение		$\tau = 1,0 \cdot 10^{-2}$ сек		$\tau = 1,0 \cdot 10^{-4}$ сек	
	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$
$ZnO \cdot TiO_2$	19	0,275 0,360	20	0,490 0,635	8	0,495 0,615	19	0,485 0,660
$CaTiO_3$	16	0,195 0,230	20	0,380 0,495	16	0,325 0,460	14	0,370 0,450
CBT	32	0,120 0,143	56	0,200 0,280	10	0,250 0,310	21	0,290 0,355
$BaTiO_3$	25	0,0675 0,090	27	0,110 0,170	10	0,135 0,150	17	0,125 0,175

Диэлектрик	$\tau = 0,8 \cdot 10^{-5}$ сек		$\tau = 1,5 \cdot 10^{-6}$ сек		$\tau = 3,0 \cdot 10^{-7}$ сек		$\tau = 7,0 \cdot 10^{-8}$ сек	
	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$	n	$E_{пр}, 10^6 \cdot$ V см$^{-1}$
$ZnO \cdot TiO_2$	19	0,550 0,755	27	0,550 0,760	24	0,510 0,650	— —	— —
$CaTiO_3$	16	0,405 0,515	23	0,355 0,525	22	0,365 0,540	— —	— —
CBT	18	0,220 0,290	29	0,220 0,315	27	0,230 0,310	36	0,255 0,335
$BaTiO_3$	15	0,150 0,180	24	0,135 0,170	26	0,150 0,205	20 —	0,160 0,210

женность на постоянном и низкочастотном (50 Hz) напряжениях не изменяется с температурой в области выше комнатной (по данным Сарафанова [9]) и растет с понижением температуры ниже комнатной. Имеется некоторая корреляция между температурной зависимостью ε и пробивной напряженности (рис. 3 и 1). Бóльшая пробивная напряженность соответствует пониженным значениям ε, хотя температурный минимум $E_{пр}$ и максимум ε не совпадают.

Электрическая прочность титаната кальция и титаната бария от температуры практически не зависит (рис. 4).

Существующие исследования по теории электрического пробоя твердых диэлектриков исходят из представления об ударной ионизации электронами, движущимися в среднем электрическом поле.

Нарушение электрической прочности следует за лавинообразным нарастанием электронов проводимости в кристаллической решетке. Условия образования электронной лавины определяются, с одной стороны, процессом приобретения энергии электроном проводимости от внешнего электрического поля и, с другой стороны, энергетическими потерями электрона в результате столкновений как с колебаниями решетки, так, возможно, и с электронами, особенно в полях, близких к пробивным, когда электронная концентрация становится значительной [10].

Теоретическая оценка показывает, что путь, проходимый электроном

проводимости перед ионизацией в пробивном поле, составляет приблизительно 100 постоянных решетки. Поэтому влияние действующего поля (а следовательно, и ε) на электрон проводимости в силу усреднения на этом пути должно отсутствовать, так что ускорение электрона производится средним макроскопическим полем.

Однако связь электрического пробоя с поляризационными эффектами в кристалле (частота колебаний, эффективный ионный заряд) может осуществляться через энергетические потери электрона проводимости на колебаниях решетки.

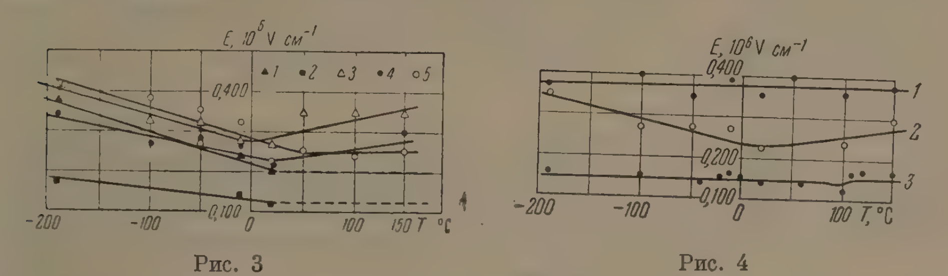


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Зависимость пробивной напряженности СВТ от температуры: *1* — при постоянном напряжении, *2* — при напряжении 50 Hz, при импульсах длительностью: *3* — 10^{-4} сек, *4* — 10^{-6} сек и *5* — 10^{-7} сек

Рис. 4. Зависимость пробивной напряженности поликристаллических диэлектриков от температуры при импульсе длительностью $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ сек: *1* — $CaTiO_3$, *2* — СВТ, *3* — $BaTiO_3$

Коллену [11] для щелочно-галоидных кристаллов удалось связать пробивную напряженность, наряду с другими характеристиками вещества, с поляризацией упругого смещения ионов. Изменение электрической прочности щелочно-галоидных кристаллов при изменении ε невелико в силу, вероятно, небольшого различия ε для разных щелочно-галоидных кристаллов и малого влияния внешних факторов на ε данного щелочно-галоидного кристалла. Для материала с очень высокой диэлектрической проницаемостью (СВТ и титанат бария) влияние разного рода поляризации на энергетические потери электрона проводимости и, в конечном счете, на электрический пробой может, по-видимому, проявляться значительно ярче.

Таким образом, действие поляризации на величину электрической прочности диэлектриков должно осуществляться через энергетические потери электрона на колебаниях как основных ионов (атомов) решетки, так и ионов, которые вызывают поляризацию, сопровождающуюся очень высокой диэлектрической проницаемостью. Кроме того, сильное действующее поле может изменить в ту или иную сторону частоту колебаний основных ионов, что скажется на потерях энергии электроном проводимости.

Получение аналитического выражения зависимости электрической прочности от диэлектрической проницаемости, с этой точки зрения, представляет большие трудности и должно являться предметом специального исследования.

Изложенная трактовка взаимосвязи между электрической прочностью и диэлектрической проницаемостью должна оправдываться и проверяться на чистых монокристаллах. Наши опыты проводились с поликристаллическими образцами. Поэтому, к сожалению, исследуемая зависимость в нашем случае усложняется вторичными эффектами, вызванными макроскопической неоднородностью вещества (кристаллиты и стекловидная прослойка, поры и т. д.).

СВТ и другие поликристаллические материалы подобного типа состоят из отдельных кристалликов и стекловидных прослоек с вкрапле-

нием сравнительно небольшого количества пор. Размеры кристалликов в СВТ очень малы (при 400-кратном увеличении они еще не просматриваются), стекловидная прослойка, по-видимому, составляет не более 5 % от кристаллической фазы, а концентрация пор, которые имеют вид достаточно правильной сферы с максимальным диаметром 0,013 мм, не превышает порядка 10^5 мм$^{-3}$. На первый взгляд можно было бы думать, что пробивное напряжение определяется пробоем пор. Но так как поле в сферической поре внутри вещества с диэлектрической проницаемостью ε равно

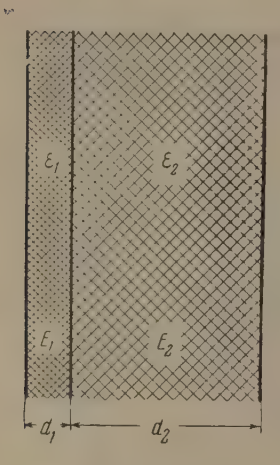


Рис. 5. Простейшая электрическая модель СВТ

$$E_i = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon + \varepsilon_п} E,$$

где $\varepsilon_п$ — диэлектрическая проницаемость поры, а E — среднее поле, то при этом зависимость пробивного напряжения от ε не должна иметь место, если только $\varepsilon \gg \varepsilon_п$. Последнее для СВТ выполняется ($\varepsilon \approx 800$), и, следовательно, полученные результаты нельзя объяснить присутствием пор в диэлектрике.

Другим возможным объяснением температурной зависимости электрической прочности СВТ может быть картина макроскопического распределения поля в слоистом диэлектрике (кристаллическая фаза с очень большим ε и стекловидная — с малым ε).

Стекловидные прослойки, составляющие не более 5 % от общей массы диэлектрика, могут быть представлены в виде тонких граничных слоев, обволакивающих отдельные кристаллиты. В простейшем случае эту систему можно считать двухслойным конденсатором, состоящим из тонкого (5 %) слоя d_1, с небольшим ε_1 (порядка 10—12) и толстого слоя d_2 с высоким ε_2 (800—1000) (рис. 5). В импульсном режиме поле в этих слоях обратно пропорционально ε, т. е.

$$E_2/E_1 = \varepsilon_1/\varepsilon_2,$$

где E_1— напряженность поля в слое d_1, а E_2 — в слое d_2.

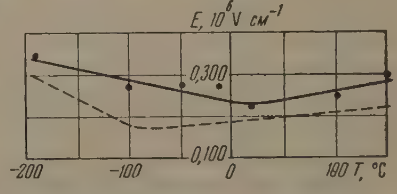


Рис. 6. Сравнение пробивной напряженности, подсчитанной для двухслойного конденсатора рис. 5 (пунктир), с экспериментом для СВТ (черные точки). Длительность импульса $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ сек

Если использовать известную зависимость ε кристаллической фазы от температуры (рис. 1) и предположить, что пробой двухслойного конденсатора определяется пробоем стекловидной фазы (с пробивной напряженностью в 10^6 V см$^{-1}$), то можно вычислить пробивную напряженность при разных температурах. Расчетная кривая напоминает эспериментальные кривые для СВТ (рис. 3). (Результаты для титаната бария и титаната кальция тоже не противоречат этим оценкам.) Однако температурные минимумы на экспериментальной и расчетной кривых (рис. 6) отстоят друг от друга приблизительно на 100°. Сколько-нибудь удовлетворительно объяснить это с точки зрения рассмотренной простой модели вряд ли возможно.

Окончательный ответ на вопрос о природе температурной зависимости электрической прочности от диэлектрической проницаемости для СВТ может быть, по-видимому, получен с помощью экспериментов с монокристаллами.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Горелик Б. В., ЖТФ, 10, 369 (1940).
2. Приходько Н. А., Тр. Сибирск. физ.-техн. ин-та, 6, 114 (1942).
3. Вул Б. М., Сб., посвящ. 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, стр. 182.—Изд. АН СССР, М., 1950.
4. Hippel A., J. Appl. Phys., 8, 815 (1937).
5. Seitz F., Phys. Rev., 76, 1176 (1949).
6. Чуенков В. А., УФН, 54, 185 (1954).
7. Сканави Г. И. и Матвеева Е. Н., ЖЭТФ, 30, 1047 (1956).
8. Кострюков В. Н., Алиханянц Р. А., Самойлов Б. Н., Стрелков П. Г., ЖФХ, 28, 650 (1954).
9. Сарафанов В. Н., ЖЭТФ, 27, 590 (1954).
10. Fröhlich H., Paranjape B. V., Proc. Phys. Soc., 69, 21 (1956).
11. Callen H. B., Phys. Rev., 76, 1394 (1949).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДАМ: С. М. БРАГИНА; Г. А. ВОРОБЬЕВА и А. А. ВОРОБЬЕВА; Л. А. СОРОКИНОЙ и Е. А. КОНОРОВОЙ; В. Д. КУЧИНА; Е. А. КОНОРОВОЙ, В. В. КРАСНОПЕВЦЕВА и Г. И. СКАНАВИ

В. Ф. Писаренко (по докладу Г. А. Воробьева и А. А. Воробьева).—В доложенной работе при исследовании пробоя окрашенной каменной соли не учтено влияние объемных зарядов, обусловленных освобождением *F*-центров. При импульсах длительностью 10^{-6} сек и достаточно сильном освещении объемный заряд уже должен влиять на пробивную прочность.

И. Е. Балыгин.— Опыты, проделанные С. М. Брагиным, имеют важное значение, так как до сих пор, к сожалению, эта область недостаточно исследована. В докладе А. А. Воробьева и Г. А. Воробьева недостаточно обосновано деление пробоя на две стадии. В работе, доложенной Л. А. Сорокиной, методику измерений нельзя считать надежной, так как применялись образцы толщиной 0,1—0,2 мм, а в таких малых толщинах могут иметь место трещины. Кроме того, в качестве среды следовало бы применять сжатый газ.

Г. П. Федосеев.— На фоне прослушанных сегодня докладов доклад С. М. Брагина отличается заметным практическим направлением в решении поставленной задачи. Возможность применения полиэтиленовой изоляции для высоковольтных высокочастотных кабелей взамен бумажно-пропитанной и резиновой изоляции имеет, несомненно, большое народнохозяйственное значение. Брагиным проведена большая работа по изысканию возможности применения нового вида кабельной изоляции для высоковольтных кабелей. Известно, что применяемая в настоящее время изоляция в этих кабелях уже не может полностью удовлетворить возросшие запросы со стороны высоковольтной техники постоянного и переменного тока, а также высокочастотной и специальной электротехники. Запросы касаются главным образом старения изоляции. Представляет значительный интерес примененная высоковольтная высокочастотная установка, которая может быть использована для испытания на высокой частоте и высоком напряжении других видов изоляции.

В проведенных опытах известную ценность представляет то, что условия применения простых металлических электродов приближаются по своему характеру к условиям возможной работы системы из токопроводящей жилы и полиэтиленовой изоляции в кабеле новой конструкции. Следовательно, полученные результаты имеют серьезный практический интерес. К сожалению, доложенная работа не закончена настолько, чтобы можно было сделать практические технологические рекомендации, в которых нуждается кабельная техника.

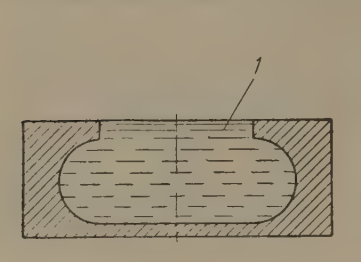
М. П. Тонконогов.— Доклад проф. Брагина представляет большую ценность для выяснения связи между явлением диэлектрических потерь и явлением пробоя. Представляло бы большой интерес произвести на высокой частоте пробой образцов с различными потерями; выяснить, как изменяется отношение пробивного напряжения на постоянном токе (или на технической частоте) к пробивному напряжению на высоких частотах. Можно думать, что при увеличении угла потерь образца это отношение также будет увеличиваться.

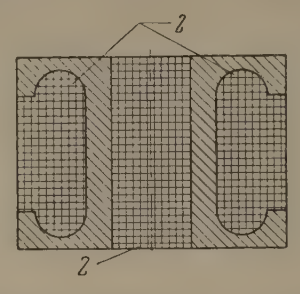
Если решать кинетическое уравнение для ориентационной поляризации во втором приближении, то, как показывают прикидочные расчеты, угол потерь начинает зависеть от напряженности приложенного поля. Можно думать поэтому, что большие диэлектрические потери способствуют развитию пробоя. Это влияние сказывается не только в разогревании диэлектрика в полях высокой частоты, но и, по-видимому, в создании более благоприятных условий для развития лавины электронов.

И. Д. Фридберг.—Проф. Брагин отметил, что корона сильно затрудняла получение достаточно достоверных результатов. В этом отношении мне хотелось бы поде-

литься опытом нашего института, где для такого рода испытаний применялись экранирующие электроды, при которых исключался краевой разряд.

Форма плоских и цилиндрических образцов такой конструкции представлена на рис. 1, *а* и *б*.





Экранирующие электроды, свободные от краевого разряда: слева — плоский и справа — цилиндрический; *1* — ртуть, 2 — твердые электроды

К. Б. Толпыго.— В связи с докладом В. В. Краснопевцева, Е. А. Коноровой и Г. И. Сканави я хочу отметить, что согласно поляронной теории зависимость $E_{\text{пр}}$ от ε может быть представлена следующим образом: $E_{\text{пр}} \sim \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\varepsilon}\right)$, где n — показатель преломления, а ε — статическая диэлектрическая постоянная. Указанная теоретическая зависимость $E_{\text{пр}}$ от ε не совпадает с результатом доложенной работы.

Е. А. Конорова.— Возражения т. Балыгина, касающиеся методики, применяемой в нашей работе, сводятся к двум пунктам: 1) в связи с малой толщиной образцов имеется вероятность появления трещин и 2) выбор среды произведен неправильно (Балыгин указал на желательность использования сжатого газа). Чтобы избежать появления трещин, нами специально подбирались режимы охлаждения и нагревания образцов, гарантирующие отсутствие трещин, а также метод предварительной обработки образцов. Малый разброс при измерении электрической прочности указывает на хорошее качество образцов. В качестве среды, в которую помещались образцы перед пробоем, нами использовалась кремнийорганическая жидкость с очень высокими изоляционными свойствами и диапазоном рабочих температур от 100 до 300°. Поэтому перекрытие образцов в наших опытах было исключено. Изменение методики измерения пробивной прочности в работах Хиппеля и нашей по сравнению с работами 30-х годов заключается в улучшении качества исследуемых образцов — чистоте исходных материалов и предварительной обработке, а также в точности измерения напряжения пробоя на импульсах.

Г. И. Сканави.— В работе Г. А. Воробьева и А. А. Воробьева интересна попытка получить определенные данные о второй стадии пробоя, в частности о скорости распространения разряда. Подход авторов к этим вопросам заслуживает внимания.

Последние работы по температурной зависимости, в том числе работы нашей лаборатории, а теперь и Томской лаборатории, с очевидностью доказывают наличие максимума в температурной зависимости электрической прочности при постоянном напряжении, хотя еще недавно А. А. Воробьев объяснял наличие максимума растрескиванием образцов. Это обстоятельство нами проверялось очень тщательно и был подобран соответствующий режим охлаждения и нагревания образцов. В настоящее время нет сомнений в том, что температурный максимум обусловлен физикой явления, а не качеством образцов. Гипотеза Хиппеля о причинах этого максимума, очевидно, требует экспериментальной проверки.

Некоторая разноречивость экспериментальных данных по температурной зависимости может быть объяснена (на основании гипотезы Хиппеля) неодинаковыми значениями тока холодной эмиссии с катода. Идентичные условия в этом отношении воспроизвести трудно. В. Д. Кучин получал максимум $E_{\text{пр}}$ даже при очень коротких импульсах (при длительности импульса 10^{-6} сек); по его данным, прочность образцов снижается при высоких температурах. Возможно, что это является следствием недостаточно тщательного изготовления образцов.

Зависимость пробивной прочности керамики от величины диэлектрической проницаемости исследовалась в работе Вула, Гольдман и Разбаш, где было показано, что для титаната бария такой зависимости нет. Однако это могло быть объяснено сегнетоэлектрическими свойствами титаната бария. Мы повторили опыты указанных авторов для стронций-висмут-титаната (СВТ) — материала, имеющего сравнительно резкую зависимость диэлектрической проницаемости от температуры, но не являющегося сегнетоэлектриком, и получили минимум для электрической прочности, несколько сдвинутый относительно максимума ε. Полученные нами экспериментальные результаты проверялись неоднократно на большом количестве образцов. Существование такого минимума для нас очевидно. Однако полученная нами зависимость может быть обусловлена не только зависимостью электрической прочности кристаллической фазы от ε, но и макронеоднородностью поликристаллических образцов. Окончательное решение вопроса может быть получено при исследовании монокристаллов СВТ.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Г. А. АНДРЕЕВ

ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ПРОБОЯ КАМЕННОЙ СОЛИ НА ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ

Установившееся в науке мнение о наличии электрического и теплового пробоя твердых диэлектриков опирается на различия в явлениях, сопровождающих эти виды пробоя, в том числе и на ход температурной зависимости электрической прочности. Как было показано [1—4], при постоянном напряжении электрическая прочность щелочно-галоидных кристаллов с ростом температуры вначале возрастает (область электрического пробоя), затем, начиная с некоторой температуры, уменьшается (область теплового пробоя).

Происходящие в кристаллах в области электрического пробоя при сильных электрических полях процессы удовлетворительно объясняются теориями ударной электронной ионизации, а явления, происходящие при пробое твердых диэлектриков при высоких температурах, описываются тепловыми теориями [5, 6], имеющими практическое применение.

В 1956 г. была предложена новая теория [7], объясняющая температурную зависимость электрической прочности в области высоких температур на основе ударной ионизации электронами, однако проверка этой теории пока не выполнена.

Отметим, что экспериментальная проверка тепловых теорий пробоя, проведенная А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге, должна быть дополнена данными о токе, проходящем через диэлектрик перед его пробоем. С этой целью и была поставлена настоящая работа.

1. Аппаратура

Нами проводилось исследование пробоя природной каменной соли в равномерном поле на постоянном, возрастающем напряжении при помощи двухлучевого катодного осциллографа. Электрическая схема установки приведена на рис. 1. На одну пару вертикальных пластин $П_1$ осциллографа с сопротивления $R_{изм}$ подавалось напряжение, пропорциональное току, текущему через образец, при приложении к нему высокого напряжения.

Через омический делитель (R_2, R_3, R_4) подавалось высокое (до 40 kV) напряжение на вторую пару вертикальных пластин $П_2$ осциллографа. Специальное приспособление обеспечивало закономерное возрастание высокого напряжения с постоянной скоростью 630 V сек$^{-1}$. Ширина экрана осциллографа — 9 см, чувствительность — 3,3 V мм$^{-1}$.

Фотографирование вертикального движения точек на экране осциллографа проводилось обычным фотоаппаратом с приставкой, обеспечивающей равномерное горизонтальное движение пленки перед объективом. Особое внимание было уделено стабильности $R_{изм}$, величина которого менялась в опытах в пределах $10^5 \div 10^9\ \Omega$.

На рис. 2 показана форма и размеры образцов, применявшихся в опытах, с нанесенными на них графитовыми электродами. Исследовались образцы толщиной в тонком месте лунки 50, 100, 200 μ. Для предотвращения пробоя по поверхности в области низких температур на образцы

толщиной 100 и 200 μ наклеивались стеклянные трубки. Нагревание образцов проводилось в электропечи с установленной в ней электродной системой; температура в рабочем объеме печи измерялась ртутным термометром на 800°.

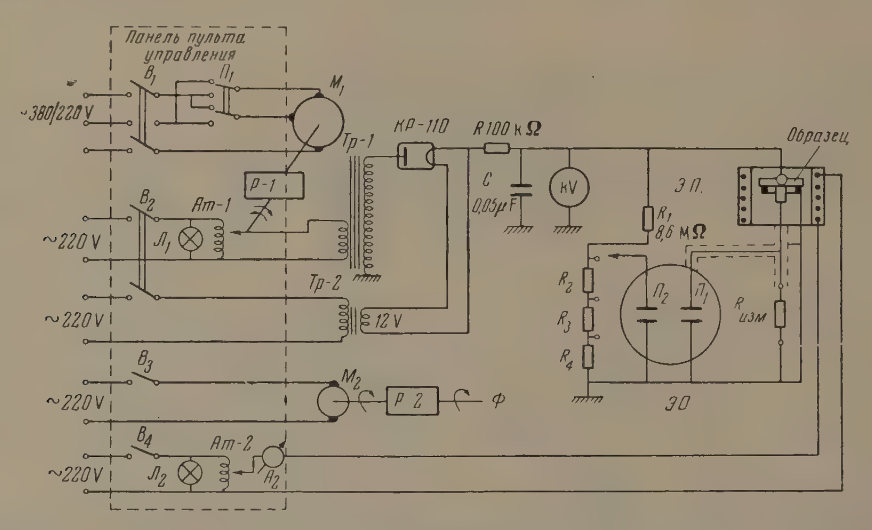


Рис. 1. Схема установки для получения вольт-ампер-секундных характеристик твердых диэлектриков при различных температурах: *Э.О.* — электронный осциллограф, *Ф* — вал фотоаппарата, *Э.П.* — электропечь

На рис. 3 приведена типичная осциллограмма пробоя, полученная при помощи описанной выше установки; U_n соответствует изменению напряжения на образце, U_i — изменению тока, протекающего через образец. Общая ошибка определения из осциллограммы напряжения и тока не превышала ±5%.

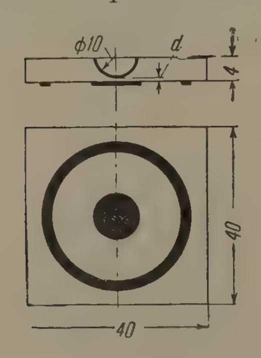




Рис. 2



Рис. 3

Рис. 2. Форма и размеры образцов каменной соли с нанесенными на них электродами

Рис. 3. Типичная осциллограмма теплового пробоя: U_n — изменение напряжения на образце, U_i — изменение тока через образец

2. Результаты опытов и их обсуждение

Описанная методика позволила получить вольт-ампер-секундные характеристики каменной соли при различных температурах. Некоторые вытекающие из их рассмотрения результаты приведены ниже.

На рис. 4 дана температурная зависимость электрической прочности $E_{пр}$ каменной соли для образцов трех толщин. Из графиков видно, что около 40° имеется максимум $E_{пр}$; при дальнейшем росте температуры $E_{пр}$ резко

уменьшается. Выше 150° наблюдается увеличение $E_{\text{пр}}$ с уменьшением толщины образцов, что объясняется лучшими условиями теплоотвода у более тонких образцов. Это явление согласуется с тепловой теорией В. А. Фока.

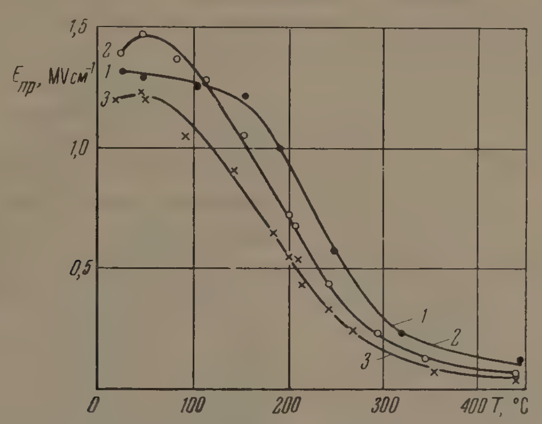


Рис. 4. Зависимость $E_{\text{пр}}$ каменной соли от температуры для образцов толщиной: *1* — 50 μ, *2* — 100 μ, *3* — 200 μ

Наличие теплового пробоя выше 150° подтверждается тем обстоятельством, что зависимость логарифма пробивного напряжения от начальной температуры среды (воздуха) дает прямую линию (рис. 5), совпадающую по наклону с ранее полученными данными Вальтера и Инге [8].

На рис. 6 приведена зависимость средних значений предпробивного тока, проходящего через каменную соль перед ее пробоем. Из графика сле-

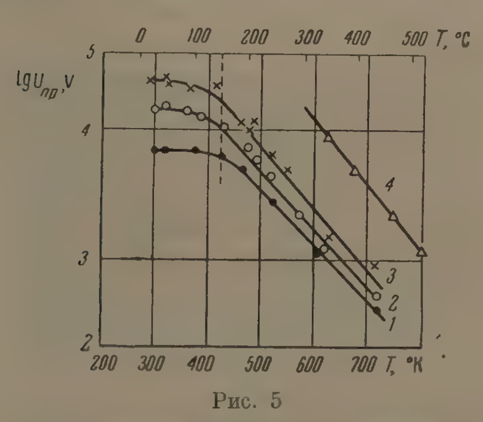


Рис. 5

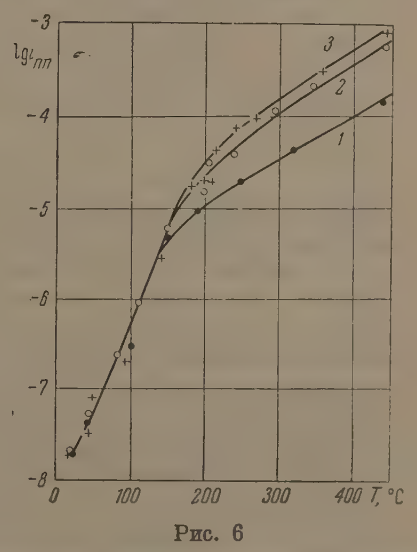


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость lg $U_{\text{пр}}$ от температуры для каменной соли при толщине образцов: *1* — 50 μ, *2* — 100 μ, *3* — 200 μ, *4* — 4 мм [8]

Рис. 6. Температурная зависимость предпробивного тока $i_{\text{пп}}$ в каменной соли при толщине образцов: *1* — 50 μ, *2* — 100 μ, *3* — 200 μ

дует, что для образцов исследуемых толщин наблюдается сильное увеличение предпробивного тока с ростом температуры, выражающееся (в выбранных координатах) двумя прямыми с разным наклоном. Изменение наклона прямых происходит около 150° и объясняется явлением высоковольтной поляризации, уменьшающей ток в области низких температур [9].

Из рис. 6 видно, что до 150° ток перед пробоем не зависит от толщины при изменении ее в пределах 50÷200 μ. Выше 150° предпробивной ток

оказывается бо́льшим у наиболее толстых образцов. Последнее обстоятельство можно объяснить, с точки зрения тепловой теории В. А. Фока, неравномерным разогревом образца по толщине при приложении к нему медленно возрастающего электрического поля. Так как скорость передачи тепла от образца к электродам должна зависеть от толщины образца, то разогрев последнего в его центральной межэлектродной области должен быть бо́льшим у образцов с большей толщиной. При этом общее сопротивление у толстых образцов должно быть меньше, а ток сравнительно больше, чем у тонких.

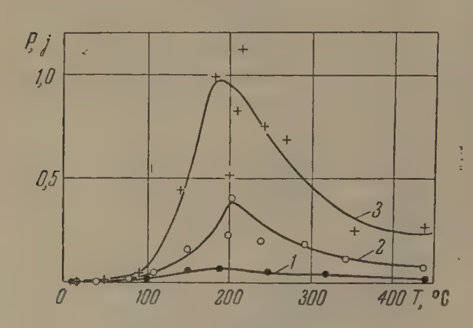


Рис. 7. Температурная зависимость общей электрической энергии P, выделившейся до пробоя в образцах каменной соли толщиной: *1* — 50 μ, *2* — 100 μ, *3* — 200 μ

Отметим также, что для образцов всех толщин наблюдалось сильное уменьшение их сопротивления перед моментом пробоя.

Путем обработки осциллограмм была получена зависимость общей энергии, выделившейся перед пробоем, от температуры (рис. 7) для образцов разной толщины. Из рисунка следует, что данная зависимость около 200° имеет максимум, который, очевидно, связан с переходом электрического пробоя в тепловой. Возможно следующее объяснение максимума энергии: до 200° увеличение энергии связано с быстрым ростом тока через образец в этой области температур. В области теплового пробоя, т. е. выше 200°, увеличение разогрева образца приводит к уменьшению величины электрической энергии, необходимой для его проплавления.

Из рисунка также видно, что с увеличением толщины образца величина электрической энергии, выделившейся перед пробоем, возрастает почти пропорционально толщине.

Заключение

При помощи разработанной нами методики были получены вольт-ампер-секундные характеристики образцов каменной соли толщиной 50, 100, 200 μ в интервале температур 20÷440° на постоянном напряжении и в равномерном поле. Обработка осциллограмм показывает, что около 40° наблюдается максимум $E_{\text{пр}}$; при дальнейшем росте температуры $E_{\text{пр}}$ каменной соли резко уменьшается, причем выше 150° выполняется требование тепловой теории В. А. Фока, т. е. $\lg U_{\text{пр}} = f(T)$ дает прямую линию.

Наблюдаемое уменьшение сопротивления образцов перед их пробоем, а также уменьшение предпробивного тока с уменьшением толщины образцов выше 150° указывают на то, что выше этой температуры пробой каменной соли является тепловым.

В заключение приношу благодарность А. А. Воробьеву за руководство работой

Томский политехнический институт
им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Hippel A., Alger R. C., Phys. Rev., 71, 127 (1949).
2. Buchl R. C., Hippel A., Phys. Rev., 56, 941 (1939).
3. Calderwood J. H., Cooper D. R., Proc. Phys. Soc. B, 66, 398, 74 (1953).
4. Сканави Г. И., Изв. Томского политехн. ин-та, 91, 7 (1956).
5. Wagner K. W., AJEE, 41, 1034 (1922).
6. Фок В. А., Тр. ЛФТЛ, 5, 52 (1928).
7. Fröhlich H., Paranjape B. V., Proc. Phys. Soc. B, 69, 433, 21 (1956).
8. Вальтер А. Ф., Инге Л. Д., ЖТФ, 8, 295 (1938).
9. Вальтер А. Ф., Гохберг Б. М., ЖРФХО, ч. физ., 62, 4, 399 (1930).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. В. АСТАФУРОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ ЛЬДА НА ИМПУЛЬСАХ

Изучение пробоя твердых диэлектриков обычно проводилось на образцах, толщина которых не превышала 1÷2 мм, причем большинство исследований проведено на образцах толщиной менее 1 мм. Известно, что в неоднородных полях с уменьшением толщины диэлектрика возрастает его электрическая прочность, а эффект полярности становится исчезающе малым [1]; мы поставили себе целью получить вольт-секундную характеристику твердого диэлектрика в больших толщинах, зависимость пробивного напряжения от толщины и выяснить эффект полярности.

В качестве модельного материала был выбран речной лед, образовавшийся в естественных условиях. Изучение льда представляет научный интерес и потому, что определение электрических характеристик льда необходимо в связи с изучением свойств водосодержащих диэлектриков.

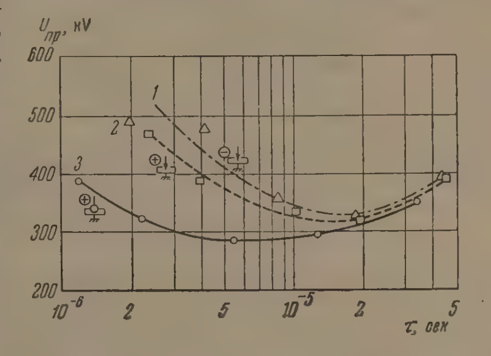


Рис. 1. Вольт-секундные характеристики льда. Толщина образца: $d = 15$ мм при испытаниях в неоднородном поле при отрицательной (*1*) и положительной (*2*) полярности острия; $d = 10$ мм в однородном поле (*3*)

Источником импульсов высокого напряжения служил генератор импульсных напряжений на 1440 kV. Для измерения высокого напряжения был использован электронный осциллограф с большой скоростью записи, сконструированный на базе электроннолучевой трубки 13 ЛО 2С. Измеряемый импульс на пластины явления подавался от емкостного делителя напряжения.

Образцы для испытания размером 40×200×200÷60×450×450 мм³ вырезались из глыб льда в направлении, перпендикулярном свободной поверхности. Сферическую лунку для испытания в однородном поле выплавляли нагретым электродом — сферой, а коническую лунку для испытания в неоднородном поле высверливали. Поверхность лунок покрывали коллоидным раствором газовой сажи в толуоле.

Пробой производился в трансформаторном масле при температуре льда —8÷—12°; температура масла при этом составляла —2÷+2°. Полированные алюминиевые электроды имели диаметры: заземленный электрод — плоскость 120 мм, электрод — полусфера 100 мм, электрод — острие имел сечение цилиндрической части 15 мм и угол заточки — около 30°.

Испытуемые образцы подвергались воздействию импульсов напряжения с длиной фронта 2÷40 мксек с амплитудой свыше 500 kV. Пробой производился на фронте одиночного импульса. Каждая точка получена из пробоя от 7 до 20 образцов.

На рис. 1 представлена вольт-секундная характеристика льда при пробое в неоднородном поле образцов толщиной $d = 15$ мм для обеих

полярностей импульса и при пробое в однородном поле образцов толщиной $d = 10$ мм для положительной полярности.

На рис. 2 приведена зависимость пробивного напряжения от толщины образца d для импульса с фронтом до 10 мксек $[U_{\text{пр}} = f(d)]$; на рис. 3 — такая же зависимость $U_{\text{пр}} = \Phi(d)$ для импульса с самым коротким фронтом (до 2 мксек). Все кривые построены по данным статистической обработки результатов экспериментов при ве-

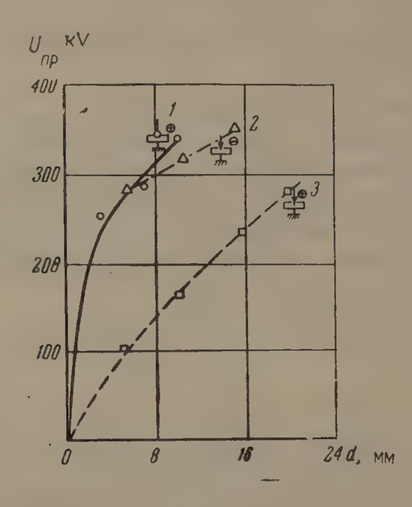


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 2. Зависимость пробивного напряжения от толщины льда при длине фронта импульса 10 мксек и амплитуде 550 kV в однородном поле (*1*) и в неоднородном поле при отрицательной (*2*) и положительной полярности (*3*) острия

Рис. 3. Зависимость пробивного напряжения от толщины льда при длине фронта импульса 2 мксек и амплитуде 550 kV: однородное поле (*1*), неоднородное поле при отрицательном острие (*2*), при положительном острие (*3*)

роятности пробоя $\psi = 90\%$. На рис. 4 приведено расположение точек при экспериментальном снятии зависимости $U_{\text{пр}} = f(d)$.

Вольт-секундные характеристики для льда в однородном и неоднородном полях имеют вид, наблюдаемый для других диэлектриков [2]. Сильное возрастание электрической прочности начинается при времени экспозиции менее 5 мксек.

Полученные нами вольт-секундные характеристики льда позволяют произвести подсчет времени формирования и скорости развития разряда. Предложенный Воробьевым [4] метод определения времени формирования разряда поясняется на рис. 5, где U_t — пробивное напряжение при малом времени экспозиции, U_0 — минимальное измерен-

Вычисленные время формирования и скорость развития разряда во льду

Форма поля	d, см	U_t, kV	U_0, kV	t_0, 10^{-8} сек	t_Φ, 10^{-7} сек	V, 10^6 см сек$^{-1}$
Положительная сфера против заземленной плоскости	1,0	455	324	4,35	6,9	1,45
Положительное острие против заземленной плоскости	1,5	385	280	14,80	3,8	3,96
Отрицательное острие против заземленной плоскости	1,5	540	336	15,15	9,2	1,63

ное пробивное напряжение, при котором не сказывается запаздывание разряда, t_0 — время, соответствующее U_0, $t_ф$ — время формирования разряда и $t_{сп}$ — время спада напряжения при пробое диэлектрика.

Статистическое время запаздывания разряда в рентгенизованной каменной соли практически отсутствует [4]. Определение электрической прочности при экспозиции $2 \cdot 10^{-8}$ сек для рентгенизованной и нерентгенизованной каменной соли дали одинаковые значения электрической прочности, что позволило при расчетах времени формирования разряда в твердых диэлектриках пренебрегать статистическим временем запаздывания разряда [5]. Скорость развития разряда подсчитывается по формуле

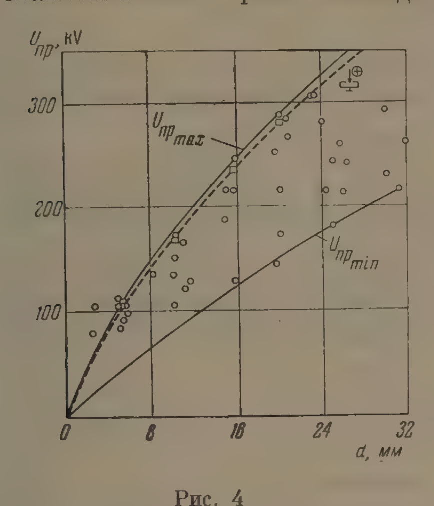


Рис. 4

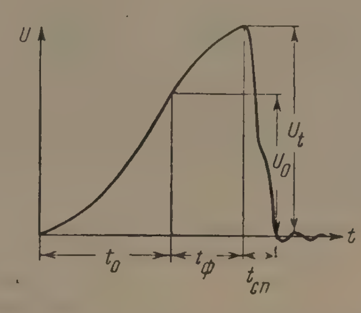


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость пробивного напряжения от толщины льда при длине фронта положительного импульса до 10 мксек и амплитуде 550 kV. Поле неоднородное, острие положительное (кривая *3* рис. 2)

Рис. 5. График к определению времени формирования разряда

$$V = \frac{d}{t_ф},$$

где V — скорость развития разряда, d — толщина образца, $t_ф$ — время формирования разряда.

Результаты расчета времени формирования и скорости развития разряда во льду даны в таблице.

Во льду, так же как и в воздухе, скорость развития разряда при положительной полярности острия больше, чем при отрицательной полярности [2]. Это позволяет предположить возможность стримерного характера разряда в твердых диэлектриках при больших толщинах.

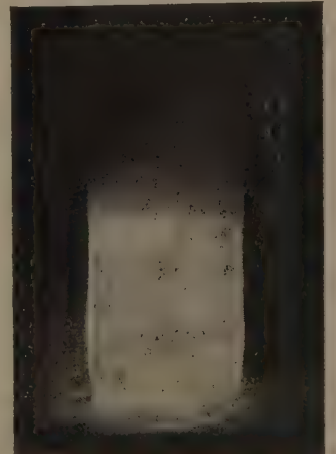


Рис. 6. Люминесценция льда в электрическом поле

При действии высокого напряжения наблюдается сильная люминесценция льда. На рис. 6 представлена фотография люминесцирующего образца при температуре —15° под импульсным напряжением положительной полярности амплитудой 100 kV при электродах — острие против заземленной плоскости. Расстояние между электродами 70 мм, образец цилиндрической формы сечением 120 мм, высотой 380 мм, железный электрод — острие вморожено в образец при его изготовлении. Видимая лю-

минесценция исчезает через несколько секунд после снятия напряжения. Яркость люминесценции увеличивается с понижением температуры льда.

Выводы

1. Вольт-секундные характеристики льда при толщине пробиваемого слоя 10—15 мм сходны с вольт-секундными характеристиками твердых диэлектриков малых толщин.

2. Пробивное напряжение льда с увеличением толщины в пределах 5—30 мм возрастает несколько медленнее, чем по линейному закону.

3. При больших толщинах диэлектрика скорость развития разряда значительно больше, чем при малых [4].

В заключение автор выражает сердечную благодарность А. А. Воробьеву за предложение темы работы, научное руководство и постоянный интерес к работе и Г. А. Воробьеву за обсуждение работы и ряд ценных указаний.

Томский политехнический институт
им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Воробьев А. А., Приходько Н., Тр. Сибирск. физ.-тех. ин-та, **4**, вып. 3 (1936).
2. Вальтер А. Ф., Инге Л. Д., Ж. техн. физ., **3**, 6 (1933).
3. Техника высоких напряжений, под ред. Л. И. Сиротинского, ч. 1.— ГЭИ, 1953.
4. Воробьев Г. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **30**, 256 (1956).
5. Воробьев Г. А., Изв. Томск. пед. ин-та, **91** (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

К. К. СОНЧИК

О ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ РАЗРЯДА В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Физические процессы при электрическом пробое имеют различное время развития для разных диэлектриков и в разных условиях эксперимента. Время пробоя является характеристикой вещества, а также позволяет оценить среднюю скорость распространения разряда.

При воздействии на твердый диэлектрик возрастающего напряжения пробой наступает не в тот момент, когда напряжение достигает статической величины $U_{\text{ст}}$, а несколько позже. При импульсах напряжения с медленно нарастающим фронтом это запаздывание много меньше длительности фронта и поэтому обычно не учитывается. При времени воздействия напряжения порядка $10^{-7} \div 10^{-8}$ сек и меньше для образцов с обычно исследуемой толщиной порядка 0,1 мм время запаздывания разряда становится сравнимым со временем воздействия напряжения, и пробой диэлектрика происходит при напряжении, более высоком, чем статическое. За статическое напряжение мы принимаем напряжение пробоя при времени воздействия нарастающего напряжения $6 \cdot 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-7}$ сек, при котором еще нет запаздывания разряда и отсутствует влияние объемного заряда.

Рассчитанные Уайтхедом, Симпсоном и др. [1] времена запаздывания разряда в твердых диэлектриках сильно отличаются между собой. Экспериментальные данные по этому вопросу также не вполне достаточны и часто противоречивы.

Недостатки экспериментов подробно рассмотрены в диссертации Воробьева [2], который определял запаздывание разряда в твердых диэлектриках при импульсном напряжении с нарастающим фронтом импульса. От скорости подъема этого напряжения, или, другими словами, от крутизны фронта импульса, зависело и время запаздывания. Определенное при изменяющемся напряжении время запаздывания может лишь косвенно служить характеристикой процесса пробоя. Если предположить, что при достижении статического пробивного напряжения начинает образовываться лавина, то условия ее развития при повышении напряжения должны еще более облегчаться, а время, необходимое для пробоя, — сокращаться. Наиболее интересным, с этой точки зрения, было бы определение времени запаздывания после приложения к диэлектрику (образцу) прямоугольного импульса напряжения с очень крутым фронтом и плоской вершиной. Длительность фронта должна быть возможно меньше, чтобы на фронте не успел произойти пробой, а амплитуда импульса должна несколько превышать статическое пробивное напряжение. При указанных условиях пробой будет происходить на плоской вершине, а время от момента достижения статического пробивного напряжения $U_{\text{ст}}$ до пробоя можно принять с некоторым приближением за время запаздывания разряда $t_{\text{зап}}$ (рис. 1). На осциллограмме пробой соответствовал резкому спаду напряжения.

Измерение времени запаздывания при помощи прямоугольных импульсов напряжения производилось рядом авторов на газах [3] и жидкостях [4, 5]. В последние годы подобные исследования на твердых диэлектриках произвели Инуиши и Суита [6]. Они изучали запаздывание

пробоя в KCl и сере при воздействии прямоугольных импульсов с длительностью фронта $5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Недостатком их методики является применение электродов из аквадага, обладающих значительным сопротивлением, и регистрация времени при помощи цайттрансформатора, а не более совершенного прибора — осциллографа.

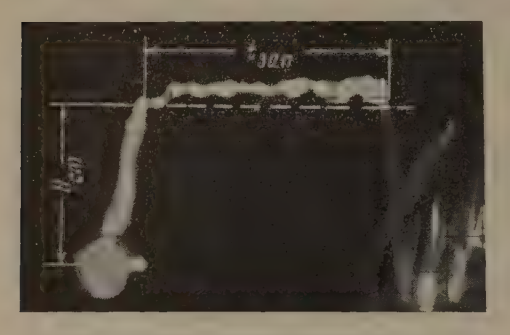


Рис. 1. Определение времени запаздывания разряда $t_{зап}$ по осциллограмме

В работе Кавамура, Окура, Кикуши [7] на испытываемый диэлектрик подавалась серия прямоугольных импульсов до тех пор, пока не наступал пробой, и определялось статистическое время запаздывания, как NT, где N— количество импульсов до пробоя, T— длительность одного импульса. Недостатком этой методики является то, что при воздействии каждого последующего импульса электрическая прочность диэлектрика снижается.

Учитывая указанные недостатки, мы разработали методику и схему для определения времени запаздывания разряда в твердых диэлектриках при воздействии одиночного прямоугольного импульса напряжения с применением высоковольтного осциллографа с большой скоростью записи и образцов с металлическими электродами, обладающими малым сопротивлением.

При регистрации процессов длительностью порядка 10^{-8} сек и меньше синхронизация развертки времени и исследуемого явления при помощи искросветных реле [8] (ввиду большого разброса во времени их срабатывания) не могла считаться удовлетворительной.

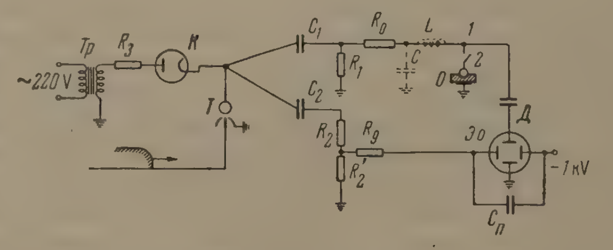


Рис. 2. Схема установки для определения времени запаздывания разряда в твердых диэлектриках

Мы применили жесткую синхронизацию без коммутирующих элементов по схеме, предложенной Г. А. Воробьевым (рис. 2).

От высоковольтного трансформатора Tp через зарядное сопротивление R_3 и кенотрон заряжались емкости C_1 (через сопротивление R_1) и C_2 (через сопротивления $R_2 + R_2'$) до заданного напряжения, величина которого регулировалась с низкой стороны. Зазор между шарами тригатрона T устанавливался таким, чтобы последний еще не пробивался при указанном напряжении. От поджигающего импульса тригатрон срабатывал, и конденсатор C_1 разряжался на сопротивление R_1, а C_2 — на $R_2 + R_2'$, создавая на них импульсы напряжения с крутым фронтом. Импульс напряжения на R_2', как на части делителя, служил в качестве напряжения временно́й развертки, причем для осуществления записи на фронте импульса параллельно пластинам времени подключалась емкость $C_п$. Регулируя величину $C_п$, можно было изменять скорость развертки. Сопротивление R_g в цепи пластин времени выполняло роль демпфирующего, устраняя паразитные колебания по оси времени. Для более полного

использования экрана трубки электронный луч перед осциллографированием отклонялся в крайнее положение на экране путем подачи на одну из пластин отрицательного смещения — 1 kV.

Импульс напряжения с сопротивления R_1 подавался через ограничивающее сопротивление R_0 на образец *О* и емкостный делитель напряжения *Д*, частью которого являлись пластины явления самой осциллографической трубки. Крутизна фронта этого импульса зависела от величины R_0, а также паразитных емкостей *C* и индуктивностей *L*, обусловленных монтажом схемы (показаны пунктиром). При сборке схемы они были сведены к минимуму: соединения были выполнены короткими прямыми трубками, при этом длина фронта импульса получалась равной $3 \div 4 \cdot 10^{-8}$ сек.

Погрешность в измерении времени, обусловленная движением электромагнитной волны от точки *1* до точки *2* и обратно, была порядка 10^{-10} сек и нами не учитывалась.

Жесткая синхронизация заключалась в том, что исключался разброс во времени между началом временно́й развертки и исследуемым явлением. Импульс всегда был виден в одном и том же месте экрана трубки. Градуировка времени осуществлялась при помощи генератора высокой частоты.

Было определено время запаздывания разряда в естественных монокристаллах каменной соли Артемовского месторождения (УССР). Образцы размером $20 \times 20 \times 3$ мм выкалывались из монокристалла каменной соли и шлифовались.

С одной стороны делалась полусферическая выточка диаметром $8 \div 10$ мм. Электроды плоскость — полусфера наносились распылением олова в вакууме и обеспечивали достаточную однородность поля в тонком месте, толщина которого составляла 0,12 мм. Средой служило высушенное трансформаторное масло.

Производился пробой $20 \div 30$ образцов и определялось время запаздывания. После этого амплитуда импульса устанавливалась несколько выше, снова производился пробой и т. д.

Если по оси ординат отложить в логарифмической шкале количество непробитых образцов в процентах, а по оси абсцисс время запаздывания разряда $t_{зап}$, то соответствующие зависимости выражаются прямыми линиями, согласно уравнению

$$\psi = \frac{n_t}{n_0} = e^{-\frac{t_{зап}}{\tau}},$$

где n_t — количество непробитых образцов к моменту $t_{зап}$, n_0 — количество образцов, подвергнутых испытанию, τ — среднее время запаздывания.

Мы определяли время запаздывания при $\psi = 37{,}5\,\%$, т. е. когда $t_{зап} = \tau$.

В результате измерений установлено, что с увеличением перенапряжения на образце время запаздывания разряда уменьшается. Для образцов каменной соли толщиной 0,12 мм ($U_{ст} = 16{,}1$ kV) при амплитуде прямоугольного импульса 19,2 kV время запаздывания разряда $t_{зап} = 4{,}6 \cdot 10^{-8}$ сек, а при амплитуде 20,4 kV $t_{зап} = 2{,}6 \cdot 10^{-8}$ сек. Средние скорости распространения разряда составляют соответственно $2{,}6 \cdot 10^5$ см сек$^{-1}$ и $4{,}62 \cdot 10^5$ см сек$^{-1}$. Вопрос о разделении времени запаздывания разряда на статистическое время запаздывания и время формирования разряда при временах воздействия напряжения порядка 10^{-8} сек не является окончательно решенным.

В работе Инуиши и Суита [6] это разделение проводится графически и чисто формально. Опыты Воробьева [2] с рентгенизованными образцами показали, что при временах воздействия напряжения порядка 10^{-8} сек и толщине 0,15 мм статистическое время запаздывания практически отсутствует.

Проведенные нами предварительные опыты также не дали заметного уменьшения времени запаздывания разряда в рентгенизованных и осве-

щаемых во время опыта образцах по сравнению с образцами нерентгенизованными, что также свидетельствует о незначительной величине статистического времени запаздывания в каменной соли (толщина 0,12 мм), если оно вообще существует.

Выражаю благодарность А. А. Воробьеву за постоянное внимание и интерес к работе, а также Г. А. Воробьеву за ряд ценных указаний.

Томский политехнический институт

Цитированная литература

1. Whitehead S., Dielectric Breakdown of Solids.— Oxford, 1951.
2. Воробьев Г. А., Диссертация.— Томск, 1956.
3. Morgan C. G., Harcombe D., Proc. Phys. Soc., 66, 404B, 665 (1953).
4. Edwards W. D., Canad. J. Phys., 29, 310 (1951).
5. Goodwin D. W., Macfadyen K. A., Proc. Phys. Soc., 66, 398B, 85 (1953).
6. Inuishi Y., Suita T., J. IEE Japan, 74, 2, 150 (1954).
7. Kawamura H., Ohkura H., Kikuchi T., J. Phys. Soc. Japan, 9, 4, 541 (1954).
8. Стекольников И. С., Импульсная осциллография и ее применение.— Изд. АН СССР, 1949.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. Е. БАЛЫГИН

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТИТАНСОДЕРЖАЩЕГО КЕРАМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ 80

При изучении электрической прочности титаната бария и титанатов металлов второй группы таблицы Менделеева за последние годы были выявлены некоторые интересные закономерности [1—3], но пока не ясно, характерны ли они также для других титансодержащих керамических материалов. Для получения таких данных мы провели опыты с тикондом Т-80. Этот титансодержащий керамический материал в основном состоит из TiO_2 (~89%), SiO_2 (~3%), Al_2O_3 (~2%), ZrO_2 (3,9%) и некоторых других окислов.

Форма образцов, с которыми мы проводили опыты, приведена на рис. 1. Электроды наносились 3-кратным вжиганием серебра при температуре 800°. Все образцы были испытаны на спекаемость измерением $\operatorname{tg}\delta$ до и после кипячения их в дистиллированной воде.

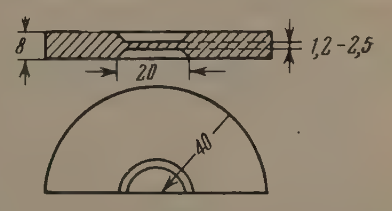


Рис. 1. Форма экспериментальных образцов

Опыты проводились при импульсном напряжении по схемам на рис. 2, *а*, *б* и *в*. Сопротивления $R_0+r=1{,}9\cdot10^4\,\Omega$, $r_0=167\,\Omega$ и $R=3{,}2\cdot10^5$ и $5\cdot10^5\,\Omega$. Для уменьшения индуктивности установки подводящие провода были укорочены до возможного предела. При неизменных условиях пробивалось по 7—15 образцов. Воспроизводимость осциллограмм в пределах статистических отклонений получалась удовлетворительной.

На рис. 3 приведена серия осциллограмм, записанных по схемам *а* и *б* при $t=20°$. Толщина образцов равнялась 1,2—2,5 мм. Период градуировочных по времени синусоидальных колебаний на оси абсцисс осциллограмм равен $4{,}5\cdot10^{-7}$ сек. При записи осциллограмм *I—III* амплитуда подаваемых импульсов постепенно увеличивалась до пробоя. На некоторых осциллограммах записаны повторные пробои уже пробитых образцов. После первого пробоя, ничего не изменяя в схеме, подавалось напряжение такой же амплитуды еще раз. Эти пробои осциллографировались на одной и той же фотопластинке. Осциллограммы *IV* и *V* записаны при более крутом нарастании амплитуды импульсов (1,7—2,2 мксек) до пробивного значения. Осциллограмма *VI* — градуировочная, она снята при пробое воздушного промежутка 10 мм между шарами $d=6{,}25$ см.

Осциллограммы *VII—IX* записаны по схеме *б* рис. 2 ($r_0=167\,\Omega$) при еще большей крутизне нарастания амплитуды напряжения. Можно видеть, что при этом зафиксировано несколько необычное явление предпробивного среза напряжения. Некоторый цифровой материал, относящийся к осциллограммам *I—V* на рис. 3, собран в табл. 1, а для осциллограмм *VII—IX* — в табл. 2.

Средняя пробивная напряженность образцов $E_{пр}$ по осциллограммам *I—V* оказалась равной 11 kV мм$^{-1}$. Та же величина при втором и третьем пробоях уменьшилась соответственно до 1,4 kVмм$^{-1}$ и 0,6 kV мм$^{-1}$.

При постоянном напряжении величина $E_{пр}$ начального пробоя получилась такая же. Из приведенных данных следует, что изолирующие свойства керамики Т-80 после первого пробоя практически не восстанавливаются. В разрядном канале при этом происходят необратимые изменения с образованием сравнительно хорошо проводящего мостика, наиболее вероятно,

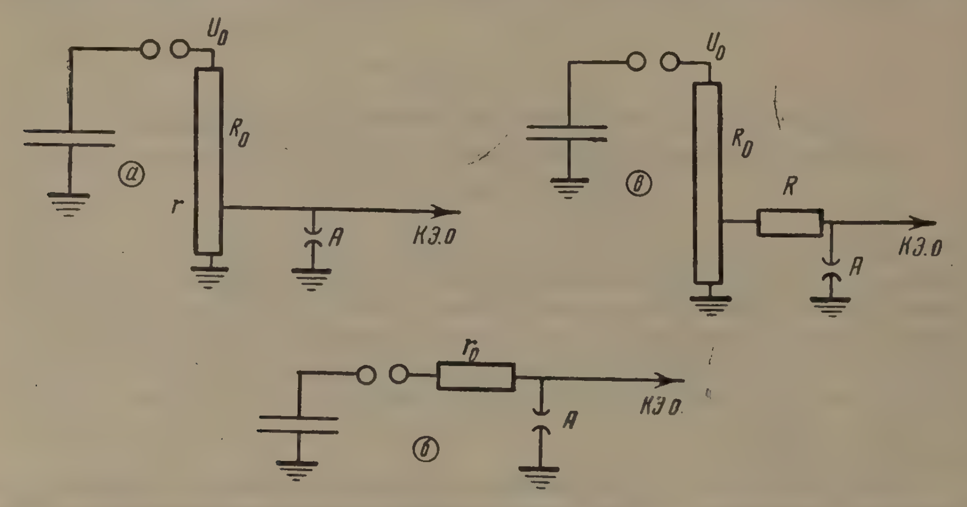


Рис. 2. Принципиальные схемы проведения опытов. *К.Э.О.* — катодный осциллограф

из восстановленного титана. Из осциллограмм видно, что так называемое статистическое время запаздывания пробоя без перенапряжений относительно велико. Поэтому можно предположить, что формирование пробоя керамики Т-80 происходит при противодействии некоторых факторов. Основанием к такого рода предположениям могут служить данные, полученные для некоторых жидких диэлектриков [4]. У осциллограмм *I* и *II* (рис. 3) на линиях среза хорошо различимы два белых утолщения, где развитие пробоя как бы приостанавливается. Это торможение, так же как и при пробоях воздуха (осциллограмма *VI*), по-видимому, вызывается объемными зарядами после прохождения электронных лавин [5].

По осциллограммам *I—III* рис. 3 длительность формирования пробоя равна нескольким сотым долям микросекунды, когда время нарастания амплитуды импульса от нуля до начала этого формирования $= 5{,}8 \div$

Таблица 1

Данные к осциллограммам рис. 3 и 4

№ осциллограмм	Толщина образцов, мм	Пробивная напряженность, kV мм⁻¹		Время, мксек		№ рисунка
		первый пробой	второй пробой	от нуля до начала формирования пробоя	формирование пробоя	
I	2,26	11,7	1,5	5,8	0,01—0,02	3
II	2,54	14,0	1,3	6,2	0,01—0,02	3
III	2,0	10,0	—	10,3	0,01—0,02	3
IV	2,44	9,5	—	2,2	0,15	3
V	2,5	9,5	1,7	1,7	0,5—0,55	3
IV	1,35	7,5	—	3,0	0,3	4
V	2,2 и 2,14	6,5 и 6	—	1,8 и 1,6	0,56 и 0,6	4
VI	2,16	6,3	—	1,8	0,6	4
VII	1,44 и 1,4	6,7 и 5,5	—	3,5 и 2,7	0,3 и 0,33	4
VIII	2,35 и 2,2	8 и 7,5	—	1,6 и 1,6	0,5 и 0,5	4
IX	2,5	8,3		0,6	0,5	4

Таблица 2

Данные к осциллограммам рис. 3

№ осциллограмм	Толщина образцов, мм	Начало снижения напряженности E_1, kV мм$^{-1}$	Наименьшая напряженность к концу снижения, kV мм$^{-1}$	Пробивная напряженность, kV мм$^{-1}$	Время от нуля до начала снижения, мксек	Время снижения, мксек	Время формирования пробоя, мксек
VII	1,25	6,2	1,6	9,4	0,3	0,5	0,7
VIII	1,3	5	1,5	8,3	0,3	0,5	0,6
IX	2,15	8,2	5,2	9	0,8	0,04	0,28

÷10,3 мксек. В случае более крутого нарастания амплитуды (1,7÷2,2 мксек) время формирования увеличивалось до 0,15÷0,55 мксек. При еще большем увеличении крутизны происходит предпробивной срез напряжения, о котором говорилось выше. Из этого следует, что на динамику разряда весьма сильное влияние оказывают предпробивные процессы.

Чтобы проследить за изменениями разряда при медленных нарастаниях амплитуды импульса, были записаны пробои по схеме *в*. Осциллограмма *I* рис. 4 снята при $R = 3{,}2 \cdot 10^5\ \Omega$, а осциллограммы *II* и *III* — при $R = 5 \cdot 10^5\ \Omega$. Разрядный ток при этих записях сильно ограничивался. Пробивная напряженность по осциллограммам *I—III* получалась равной соответственно 10,7; 12 и 10 kV мм$^{-1}$. Период градуировочных по времени синусоидальных колебаний на осях абсцисс осциллограмм *I—III* равен 50 мксек, а у остальных — 0,45 мксек. Из осциллограмм *I—III* видно, что при замедлении нарастания амплитуды в отношении величины $E_{пр}$ и времени формирования ничего существенного не происходит, но иногда появляются частичные пробои керамики. Особенно отчетливо и ярко они выражены на осциллограмме *III*. Наибольшее падение напряжения при этом равнялось ~8 kV мм$^{-1}$. Совершенно очевидно, что разряд здесь был прерван в стримерной стадии своего развития. Такого рода частичные пробои наблюдались редко.

На осциллограммах *IV—VI* рис. 4 записан пробой образцов при $t = 300°$. Одна из осциллограмм *VI* (*a*) снята при перекрытии по поверхности. От пробоев такие перекрытия можно было легко отличить по небольшой амплитуде после среза напряжения. Обе осциллограммы *VI* записаны при одинаковых условиях, но длительности формирования процессов зафиксированы на них резко различными.

Осциллограммы *VII—IX* рис. 4 записаны при $t = 400°$. Некоторый цифровой материал, относящийся к осциллограммам *IV—IX* рис. 4, представлен в табл. 1 (нижняя часть.) Из осциллограмм и табл. 1 видно, что время формирования пробоя при указанных температурах от крутизны нарастания амплитуды зависит мало. В случае увеличения этой амплитуды от нуля до 8,3 kV мм$^{-1}$ за 0,6 мксек, как видно по осциллограмме *IX*, снова зафиксировано появление предпробивного среза. При повышении температуры до 300° величина $E_{пр}$ значительно снизилась, но такого снижения не обнаружено в интервале 300÷400°. Для сравнения можно отметить, что при постоянном напряжении и 300° $E_{пр} = 3{,}8$ kVмм$^{-1}$, а при 400° тиконд Т-80 делается полупроводником. Поскольку каждый полупроводник при температурах, близких к абсолютному нулю, становится диэлектриком [6], а диэлектрик, в частности Т-80, при 400° — полупроводником, то некоторые положения, применяемые в области полупроводников, могут быть использованы и для керамики.

Хорошо известно, что у твердых и жидких диэлектриков $E_{пр}$ зависит от материала электродов [7—10]. Следовательно, величина $E_{пр}$ в какой-то степени должна определяться холодной эмиссией или термоэмиссией электронов. При диэлектрической проницаемости тиконда $\varepsilon = 80$ условия для такой эмиссии будут облегчены, особенно с тонких серебряных нитей, образующихся вследствие диффузии серебра при его вжигании.

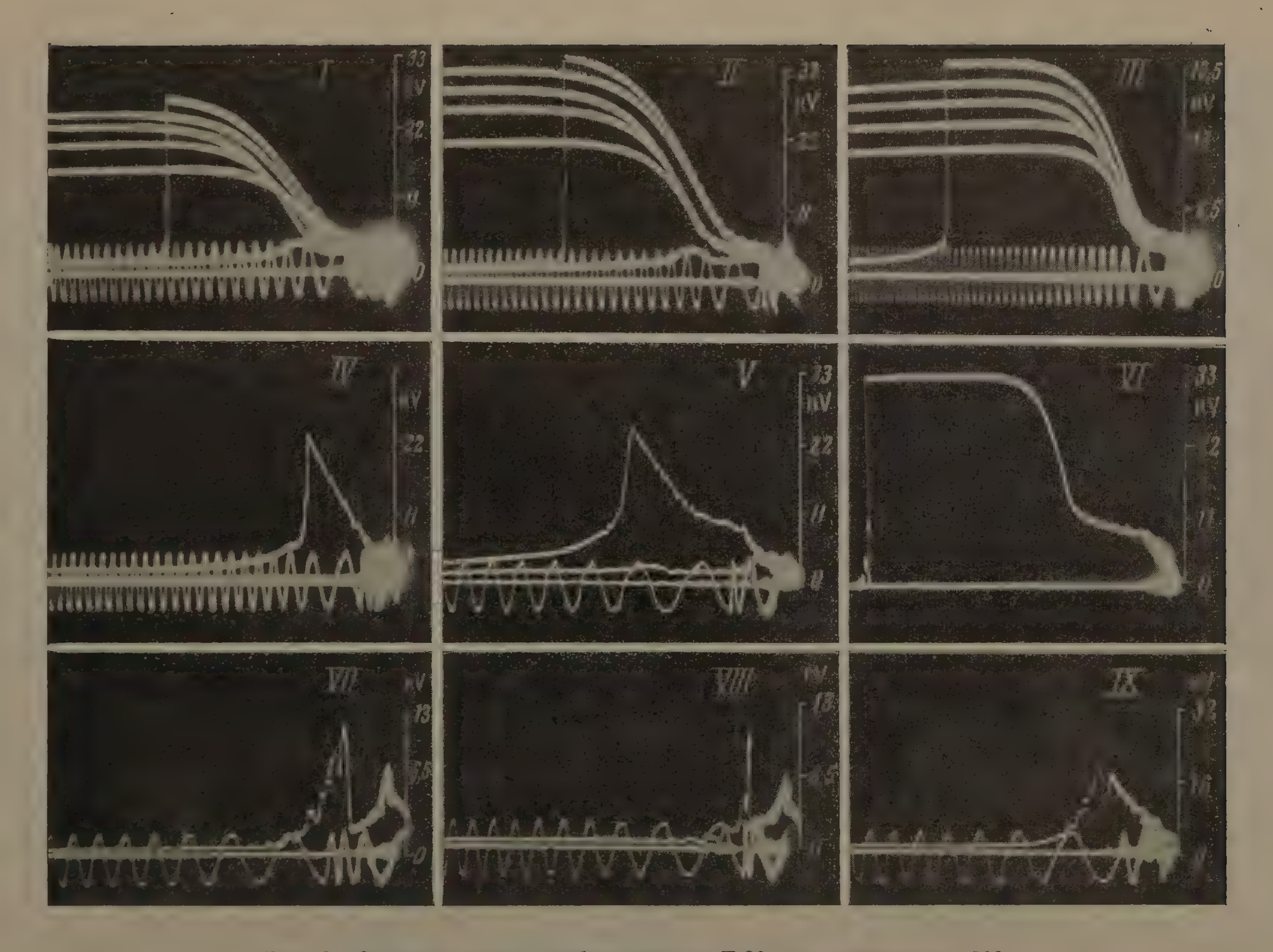


Рис. 3. Осциллограммы пробоя тиконда Т-80 при температуре 20°

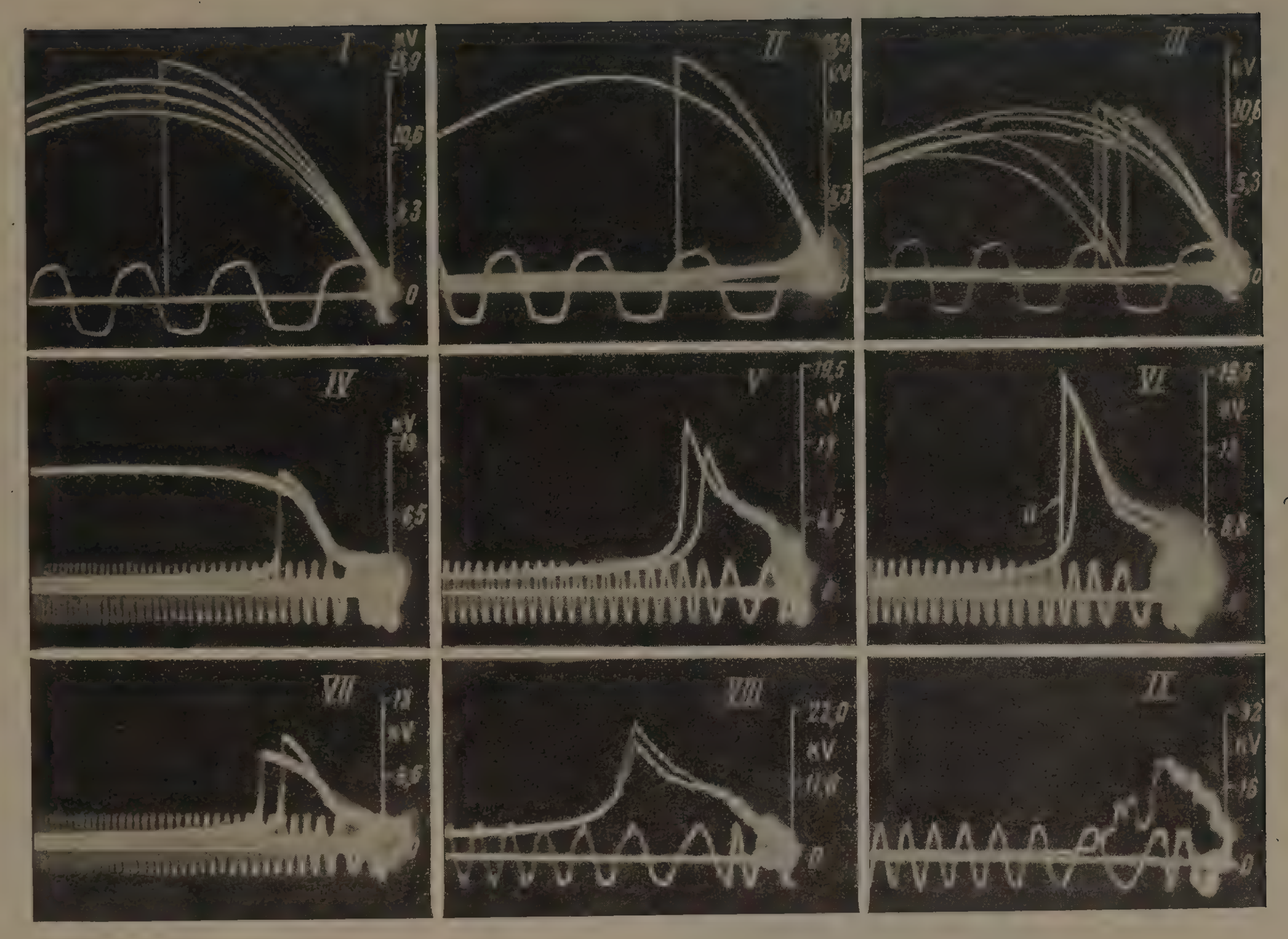


Рис. 4. Осциллограммы пробоя тиконда Т-80 при различных температурах: *I—III* — при 20, *IV—VI* — при 300°, *VII—IX* — при 400°

Спекание мелко раздробленных частиц массы Т-80 происходит при температуре 1350°, т. е. до расплавления основных окислов. Поэтому, как следует предполагать, атомы диэлектрика не занимают положений с минимумом потенциальной энергии, и система не находится в равновесии. Вследствие этих причин возможны процессы самопроизвольной рекристаллизации и изменения электрических свойств керамики [11]. В спеченных частицах, как можно предполагать, остается еще много дислокаций, образующихся при размоле. В процессе усадки и возможном потоке вакансий наружу [13] большое количество их останется в черепке и образуется вновь при движении и взаимодействии дислокаций [12]. Все это должно явиться причиной образования значительных искажений в правильной структуре кристаллической фазы и появления многочисленных энергетических уровней, которые могут быть центрами захвата электронов.

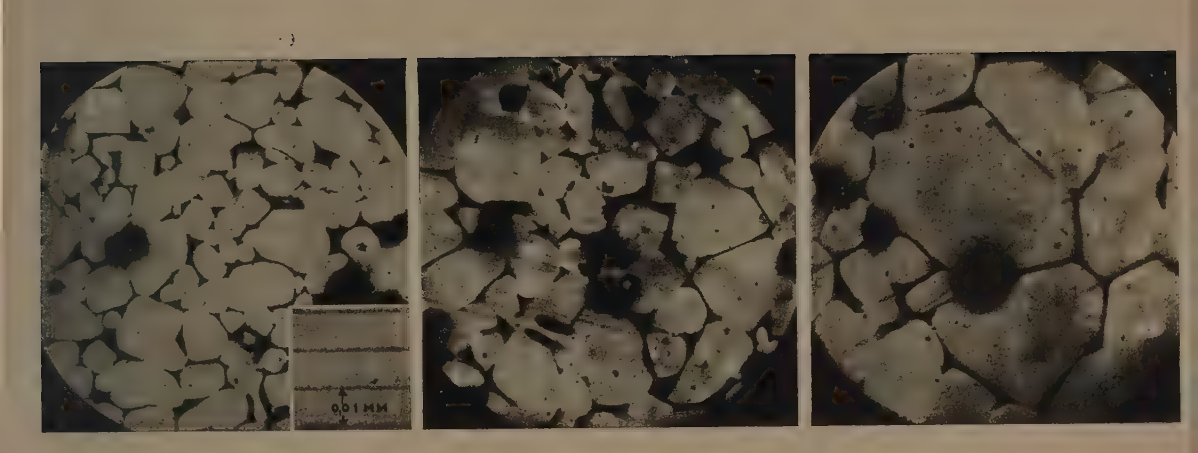
При спекании у Т-80 образуются обособленные кристаллические ячейки, размер которых зависит от температуры обжига. На рис. 5 представлены микрофотографии образцов Т-80 (шлифы), обожженных при различных температурах: *I* — при 1350°, *II* — 1400° и *III* — 1460°. В правом углу микрофотографии *I* — градуировочная вставка. Аморфные прослойки между кристаллическими ячейками также нарушают непрерывность правильной структуры. Не исключено, что центрами захвата электронов являются и поверхности этих кристаллических ячеек [14].

В том случае, если нарастание амплитуды импульса происходит медленно и электроны, эмитируемые с катода, в известной мере заполняют центры захвата прилегающих к катоду областей, на формирование пробоя требуется небольшое время. При быстром же нарастании амплитуды, когда количество таких электронов мало, формирование пробоя происходит в неблагоприятных условиях. Часть электронов формирующихся лавин оседает в центрах захвата. При еще более крутых нарастаниях амплитуды захват электронов делается настолько большим, что происходит подавление развивающегося пробоя (предпробивной срез).

В случае повышения температуры возрастают нарушения в правильности кристаллической структуры, увеличивается и электронная составляющая проводимости Т-80 [15], поэтому влияние эмиссии с катода сказывается меньше и время формирования от крутизны нарастания амплитуды зависит слабо. Имеются некоторые основания предполагать что частичные разряды, зафиксированные на осциллограммах *II* и *III* рис. 4, происходят вследствие пробоя аморфных прослоек между кристаллическими ячейками при соответствующих увеличениях потенциала, вызванных оседанием электронов на поверхностях этих ячеек.

Цитированная литература

1. Вул Б. М., В сб., посвященном семидесятилетию академика А. Ф. Иоффе, стр. 182.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1950.
2. Сканави Г. И., Сарафанов В. И., ЖЭТФ, **27**, 595 (1954).
3. Сарафанов В. И., ЖЭТФ, **27**, 590 (1954).
4. Балыгин И. Е., ЖЭТФ, **30**, 464 (1956).
5. Балыгин И. Е., ЖТФ, **27**, 580 (1954).
6. Иоффе А. Ф., Полупроводники в современной физике.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1954.
7. Hippel A., Alger R., Phys. Rev., **76**, 127 (1949).
8. Bragg J. K., Sharbough A. H., Growe R. W., J. Appl. Phys., **25**, 382 (1954).
9. Zener, Proc. Roy. Soc. A, **145**, 523 (1934).
10. Franz W., ZS. Phys., **113**, 607 (1939).
11. Богородицкий Н. П., Вербицкая Т. Н., ДАН СССР, **89**, 447 (1953).
12. Ивенсен В. А., Вопросы порошковой металлургии, стр. 130.—Изд. АН УССР, Киев, 1955.
13. Пинес Б. А., Вопросы порошковой металлургии, стр. 74.—Изд. АН УССР, Киев 1955.
14. Лившиц И. М., Пекар С. И., УФН, **6**, 531 (1955).
15. Горелик С. И., ЖЭТФ, **7**, 826 (1951).



I *II* *III*

Рис. 5. Микрофотографии тиконда Т-80, спеченного при температурах: *I*—1350°, *II*—1400° и *III*—1460°

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. Е. БАЛЫГИН

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

За последние годы при исследовании некоторых жидких диэлектриков выявлены интересные закономерности [1—4]. Однако механизм пробоя изучен еще недостаточно полно, и многие явления, связанные с пробоем, продолжают оставаться неясными. Ниже будут приведены дополнительные данные, полученные нами при исследовании процессов разряда в некоторых жидких диэлектриках.

Хорошо известно, что при пробое по образующемуся проводящему каналу протекают сильные токи, которые «прожигают» диэлектрик и тем самым скрывают детали течения процесса сразу после закорачивания межэлектродного промежутка. Можно, однако, воспрепятствовать такому вуалирующему действию токов ограничением их последовательно включенными омическими сопротивлениями. Опыты показали, что при таких ограничениях изменение напряжения после завершения пробоя у многих жидких диэлектриков имеет закономерный характер.

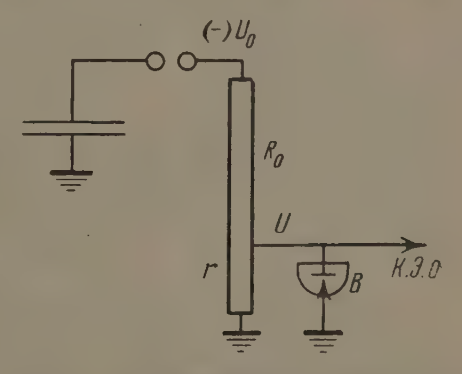


Рис. 1. Принципиальная схема проведения опытов. *К.Э.О.* — катодный осциллограф

Испытания производились в фарфоровом сосуде с электродами из стального острия и такой же плоскости — диска $d = 40$ мм с закругленными краями. При смене жидкостей как сосуд, так и электроды тщательно промывались и просушивались. Неизменное напряжение (рис. 1) отрицательной полярности $U_0 = 90$ kV подавалось на омическое сопротивление $R = R_0 + r = 8 \cdot 10^4\ \Omega$, а от части этого сопротивления — на диск испытательного сосуда B. Расстояние между электродами, равное 1 мм, поддерживалось неизменным. В установке, кроме напряжения U, ничего не изменялось. Наибольший ток через разрядный канал не превышал 1,3 А.

На рис. 2 приведена серия осциллограмм пробоя различных жидких диэлектриков, в том числе трансформаторного (конденсаторного) масла, естественного (конденсаторного) вазелина (при 40°) и нехлорированной кремнийорганики. Трансформаторное масло повышенной очистки (30%-ной концентрированной серной кислотой) фильтровалось и просушивалось под вакуумом при температуре 100°. Вазелин повышенной очистки и кремнийорганика сушились тоже под вакуумом при таких же условиях. Остальные жидкости перегонялись и дважды фильтровались. У ксилола легкие фракции при температуре 120—129° были отогнаны. Период градуировочных по времени синусоидальных колебаний на осях абсцисс осциллограмм рис. 2 (и последующих, рис. 3) равен 44 мксек. В табл. 1 собран некоторый пояснительный материал к этим осциллограммам. Время отсчитывалось с момента завершения начального пробоя.

Рис. 2. Осциллограммы пробоя различных изолирующих жидкостей

Таблица 1

Данные к осциллограммам рис. 2

№ осциллограмм	Жидкие диэлектрики	Напряжение начального пробоя, kV	Время появления первого пика напряжения, мксек	Амплитуда пика, kV	Время прекращения разряда, мксек	Напряжение прекращения разряда, kV
I	Трансформаторное масло	12	370	4,5	—	—
II	Вазелин	12	375	4,7	—	—
III	Бензол	16	525	4,5	1430	0,9
IV	1) Трансформаторное масло	12	350	5,4	1500	—
	2) То же	12	—	—	350	5,4
V	Вазелин	12	375	—	—	5,9
VI	Четыреххлористый углерод	10	—	—	1050	1,5
VII	Толуол	10,3	—	—	396	4,5
VIII	Кремнийорганика	11,3	330	6,0	1500	—
IX	Ксилол	14,0	—	—	390	6,0

Из табл. 1 видно, что у исследованных жидкостей в величинах, характеризующих изменение напряжения после пробоя, имеются существенные различия. Наиболее примечательными на некоторых осциллограммах являются резкие обрывы разрядов и пики напряжения, которые свидетельствуют о появлении в небольшие отрезки времени интенсивной и очень резкой, почти скачкообразной деионизации разрядного канала. Диэлектрическая прочность пробитой жидкости при такой деионизации резко восстанавливается, и соответственно увеличивается напряжение на электродах. В некоторых случаях после такого восстановления междуэлектродный промежуток пробивается снова. Такие пробои отмечены у трансформаторного масла, вазелина, бензола и кремнийорганической жидкости (осциллограммы *I*, *II*, *III*, *IV*, *VIII*, рис. 2).

На рис. 2 (*IV*) записаны две осциллограммы пробоя трансформаторного масла. В одном случае сформировался повторный пробой, а во втором, после скачкообразной деионизации, разряд окончательно прервался. Для указанной жидкости и вазелина (осциллограммы *II* и *V*) это является характерным. Вероятность повторного пробоя и вероятность такого случая, когда после скачкообразной деионизации разряд прерывается, примерно одинаковы. Это соотношение не изменялось и при повышении температуры до 80°. У бензола (*III*), кроме первого пика *а*, среди серии разрядов малой интенсивности можно отметить появление еще второго максимума *б* с амплитудой, значительно меньшей, чем *а*. Прекращение разряда произошло в точке *в* через 1430 мксек при напряжении 0,9 kV (табл. 1). Длительность разряда у четыреххлористого углерода (осциллограмма *VI*) оказалась равной 1050 мксек. За это время появления пиков напряжения не наблюдалось.

Различие в картинах разрядов у исследованных жидких диэлектриков заключается во времени появления скачкообразной деионизации и соответственно этому в появлении пиков, если имело место формирование повторного пробоя. Кроме указанного, имеются различия в амплитудах пиков и их ширине, а также во времени прекращения разрядов и в амплитудах напряжения при этом. Все эти особенности, несомненно, определяются физико-химическим составом изолирующих жидкостей и их структурой.

При опытах было замечено, что в момент пробоя у некоторых жидкостей из межэлектродного промежутка происходит выброс жидкости. Интенсивность выброса зависит от величины разрядного тока [5].

Совершенно очевидно, что времени $(1 \div 2) \cdot 10^{-7}$ сек, в течение которого происходит формирование пробоя [6], для такого выброса недостаточно и

что он происходит значительно позже. Наиболее вероятным будет предположение о том, что этот выброс в некоторых случаях связан со скачкообразной деионизацией, когда в зону разрядного канала проникают неионизованные молекулы из окружающей среды. У таких же жидкостей, как четыреххлористый углерод, причина скачкообразной деионизации, по-видимому, иная. Имеются основания для предположений о том, что она в данном случае вызывается снижением температуры искры до некоторой критической величины, при которой происходит очень быстрая рекомбинация заряженных частиц и ассоциация молекул, распавшихся под влиянием высокой температуры искры в более ранние стадии развития разряда.

Процесс пробоя при ограничении разрядного тока по осциллограммам рис. 2 можно грубо разбить на несколько стадий. В первой из них происходит закорачивание межэлектродного промежутка стримером (пробой); вторая стадия может характеризоваться изменением радиуса канала и его температуры, а также процессами, подготовляющими скачкообразную деионизацию (*1—2* на осциллограммах *I* и *IV*); в третьей стадии, если разряд окончательно не прерывается, происходит формирование повторного пробоя (*2—3* на осциллограммах *I* и *IV*) после соответствующей деионизации канала. Четвертая стадия после повторного пробоя является в некотором отношении повторением второй.

Можно предположить, что столь значительное замедление выброса происходило вследствие того, что за короткие отрезки времени пластические свойства изолирующих жидкостей не могли проявиться [7], а для разрыва связей молекул выделившаяся энергия была недостаточна. Если такое предположение справедливо, то длительность второй стадии должна зависеть как от силы связи молекул жидкости, так и от характера проявления пластических свойств жидкости во времени. Поэтому можно было предполагать, что характер деионизации должен зависеть и от вязкости жидкостей.

Для проверки этого были проведены соответствующие опыты. Пробивались 1—6% растворы этилцеллюлозы в толуоле. Осциллограммы пробоев приведены на рис. 3 (*I—IV*), а некоторые пояснения к этим осциллограммам и данные о вязкости растворов даны в табл. 2. В пределах статистического разброса пробивное напряжение растворов было одно и то же. Из осциллограммы *I* рис. 3 и табл. 2 видно, что при вязкости $1{,}8 \cdot 10^4$ °Э в момент разряда ни выброса, ни скачкообразной деионизации не произошло, если не считать небольшого пика напряжения *к* с амплитудой 0,7 kV, который появился по истечении 374 мксек после завершения пробоя. При уменьшении же вязкости до $2{,}2 \cdot 10^3$ °Э и при неизменных прочих

Таблица 2

Данные к осциллограммам рис. 3

№ осциллограмм	Жидкие диэлектрики	Раствор, %	Напряжение начального пробоя, kV	Время появления первого пика напряжения, мксек	Амплитуда пика, kV	Время прекращения разряда, мксек	Напряжение прекращения разряда, kV	Вязкость в градусах Энглера, °Э
I	Раствор этилцеллюлозы в толуоле	6	8	374	0,7	>1600	—	$1{,}8 \cdot 10^4$
II	То же	3	8,2	—	—	374	3,6	$2{,}2 \cdot 10^3$
III	«	1	8	—	—	374	3,6	37
IV	«	1	8,2	—	—	374	3,6	37
V	Бензол	—	19	480	6	1230	1,8	—
VI	Ксилол	—	15,5	350	7,5	750	3,6	—

условиях скачкообразная деионизация появилась через такой же промежуток времени: 374 мксек. Разряд при этом был полностью прерван. Дальнейшее уменьшение вязкости до 37 °Э уже не повело к сколько-нибудь заметным изменениям картины разряда и его параметров, как это можно видеть по осциллограммам *III* и *IV*.

При увеличении разрядного тока количество выделившегося тепла в разрядном канале за одинаковые отрезки времени было бы больше,

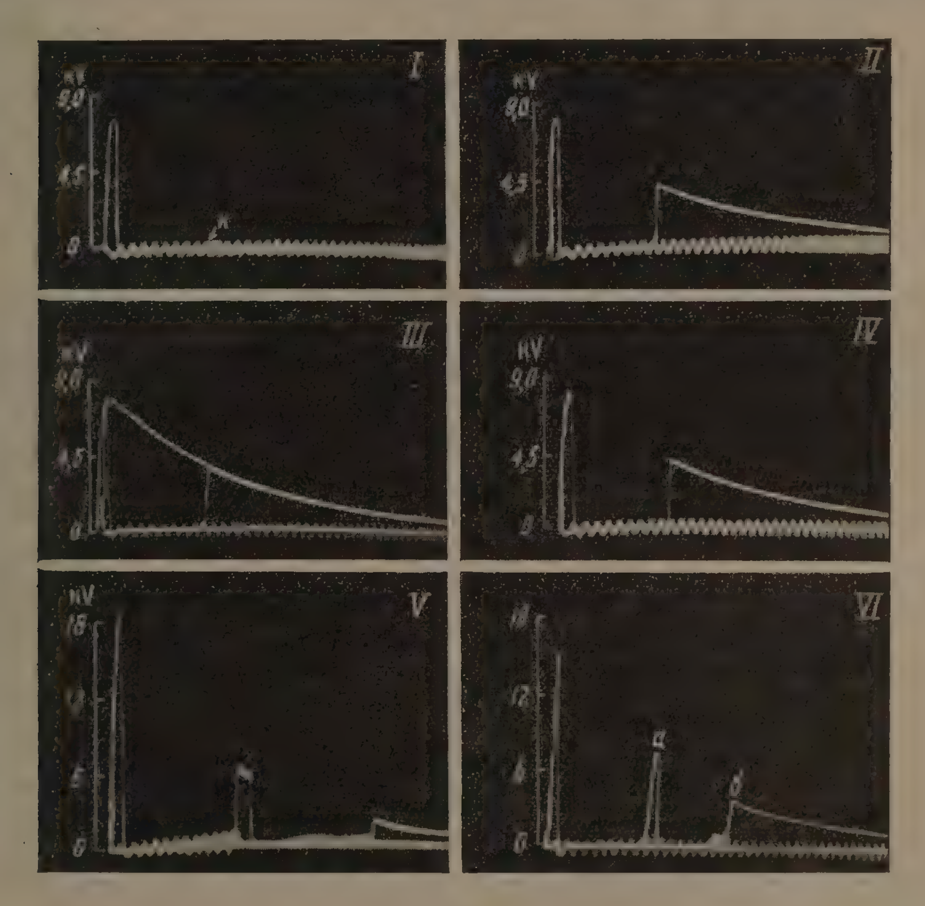


Рис. 3. Осциллограммы пробоя растворов этилцеллюлозы в толуоле (*I* — *IV*), а также пробоя бензола (*V*) и ксилола (*VI*)

а давление внутри него могло возрасти. Поэтому выброса жидкости можно было бы ожидать через меньший промежуток времени после завершения начального пробоя. Поскольку формирование пробоя при положительном острие обычно происходит с некоторым запаздыванием, то на данный разрядный промежуток длиной 1 мм можно было подать напряжение значительно больше минимального пробивного.

Чтобы получить об этом некоторое представление, были проведены опыты с бензолом и ксилолом. Соответствующие осциллограммы приведены на рис. 3 (*V* и *VI*), а пояснительный цифровой материал к ним — в табл. 2. Из сравнения данных табл. 1 и 2 для бензола видно, что при увеличении пробивного напряжения $E_{\text{пр}}$ на 18% время появления первого пика уменьшилось на ~45 мксек. Ориентировочно такое же уменьшение произошло и у ксилола при увеличении $E_{\text{пр}}$ на 11% (осциллограмма *VI*).

Амплитуда напряжения при скачкообразной деионизации по сравнению с осциллограммой *IX* рис. 2 увеличилась на 1,5 kV. Напряжение же 7,5 kV оказалось достаточным для сформирования повторного пробоя

хорошо ионизованного искрового промежутка. Поэтому на осциллограмме *VI* рис. 3 образовался пик *a*. Прекращение же разряда произошло в точке *б* при напряжении 3,6 kV.

Цитированная литература

1. Goodwin D. W., Macfadyen K. A., Proc. Phys. Soc. B., 66, 85 (1953).
2. Le Page W. R., DuBridge L. A., Phys. Rev., 58, 61, (1940).
3. Joung D. R., J. Appl. Phys., 21, 222 (1950).
4. Growe R. W., Bragg J. H., Sharbaugh A. H., J. Appl. Phys., 25, 392 (1954).
5. Балыгин И. Е., ЖЭТФ, 25, 738 (1953).
6. Балыгин, И. Е., ЖТФ, 24, 337 (1954).
7. Внуков В. П., Физика и оборона страны, стр. 68.— ОНТИ, 1936.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДАМ: Г. А. АНДРЕЕВА; А. В. АСТАФУРОВА; К. К. СОНЧИКА; И. Е. БАЛЫГИНА

В. А. Чуенков. — И. Е. Балыгин отметил, что величина пробивного напряжения зависит от материала электродов. Однако опыты Красина, проведенные в Томске, показали обратное. Поскольку результаты опытов Балыгина и Красина противоречивы, вопрос нельзя считать решенным. Очень интересны опыты Астафурова, обнаружившего свечение льда при пробое. Это наводит на мысль о сходстве пробоя твердых диэлектриков и сжатых газов.

А. В. Астафуров (по докладу И. Е. Балыгина). — С нашей точки зрения, очень странным является факт двукратного и трехкратного последовательного пробоя жидкости при подаче однократного импульса, причем эти последовательные пробои происходят при снижающемся напряжении. Возможно, что это явление есть результат несовершенства схемы.

Демонстрированные автором осциллограммы пробоя получены осциллографированием первого, второго или третьего пробоев жидкости. Известно, что первые пробои необезгаженной жидкости происходят с последовательным увеличением пробивного напряжения. Вследствие того, что обезгаживания жидкости автором не производилось, значения пробивного напряжения получились явно заниженными, а физический процесс, записанный на осциллограммах, искажен вследствие газовых включений.

Е. А. Конорова. — Экспериментальные результаты Андреева не противоречат результатам наших работ по электрическому пробою. В методике работы Астафурова был допущен недостаток, заключающийся в плохом контакте электрода со льдом.

Ю. В. Корицкий. — Замечания по докладу Андреева. При изучении закономерностей теплового пробоя необходимо учитывать зависимость электрической прочности от времени воздействия напряжением (от экспозиции). Этого не было сделано в доложенной работе. Как сообщил докладчик, напряжение поднималось во всех случаях до пробоя с постоянной скоростью. Но ведь у разных образцов были разные пробивные напряжения, следовательно, и разные экспозиции. Это надо было учесть при анализе полученных экспериментальных данных. Такой учет, возможно, снял бы имеющееся в докладе существенное противоречие: электрическая прочность оказалась независимой от тормозного сопротивления, в то время как предпробивной ток, так и сопротивление канала перед пробоем зависят от него. Сущность противоречия заключается в том, что фактор, влияющий на величину тока перед пробоем, не оказал никакого влияния на электрическую прочность при тепловом пробое.

Замечания по докладу Балыгина о пробое жидких диэлектриков. Серьезным недостатком работы является то, что применявшиеся образцы жидкостей не были достаточно хорошо очищены, не было необходимого учета степени чистоты. Достаточно хорошо известно, что на величину электрической прочности жидкостей и на механизм их пробоя очень сильно влияют даже следы воды, растворенный в жидкости воздух, малейшие механические загрязнения. Без учета этих влияний нельзя проводить исследования природы пробоя жидкостей.

В. А. Одоевский.— В работах А. А. Воробьева и его сотрудников излагается одно и то же в различных вариантах, без анализа физики механизма. То, что высказывается им, давно опровергнуто; например, с тем, что критерий пробоя находится во второй стадии, — согласиться очень трудно. Это только запутывает представления о механизме пробоя.

Материалы VIII Всесоюзного совещания по катодной электронике

(Ленинград, 17—24 октября 1957 г.)

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ

С 17-го по 24-е октября 1957 г. в Ленинграде проходило VIII Всесоюзное совещание по катодной электронике, посвященное сороковой годовщине Великой Октябрьской революции.

На совещании было заслушано свыше ста докладов на пленарных заседаниях и на заседаниях секций.

В этом номере журнала печатаются доклады, сделанные на Совещании по вопросам вторичной электронной эмиссии. Часть докладов по другим вопросам электроники, сделанных на Совещании, будут опубликованы в № 5 журнала, а также в «Радиотехнике и электронике» (№ 8, 1958 г.), в «Журнале технической физики» (№ 6, 1958 г.) и в других журналах.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. М. БРОНШТЕЙН

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ОТ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Вторичная электронная эмиссия (в.э.э.) металлов, как известно, обусловлена упруго- и неупруго-отраженными первичными и истинно-вторичными электронами. Экспериментальные данные [1—7] показывают, что соотношение между долей истинно-вторичных и упруго-отраженных электронов зависит от энергий первичных электронов. При очень малых энергиях первичных электронов $E_п$, порядка нескольких eV, основная доля вторичных электронов суть упруго рассеянные первичные. С ростом $E_п$ в составе вторичных электронов, наряду с упруго- и неупруго-рассеянными первичными, уже проявляются истинно-вторичные электроны, доля которых по мере увеличения $E_п$ растет. Что касается относительной доли r упруго-отраженных электронов, то на первый взгляд кажется естественным ожидать ее монотонного уменьшения с возрастанием $E_п$ в согласии с приближенной теорией одномерной модели с постоянным потенциалом внутри металла и барьером сил изображения вне его [8]. Однако имеющиеся в настоящее время данные [2, 4, 9] показывают, что для одних веществ r убывает, для других — растет с ростом $E_п$, а для третьих — сначала растет, а затем достигает насыщения.

Такое различие в зависимости r от $E_п$, вероятно, определяется различием энергетических структур исследуемых веществ, так как коэффициент отражения электронов от вещества должен, как нам кажется, определенным образом зависеть от плотности электронных состояний в нем.

2. В настоящем докладе приводятся результаты исследования в.э.э. и отражения электронов от Ni, Pt, Al, Ag, Au, Cu, W, Mo и Ta в области энергий первичных электронов от 0,4 до 30 eV. При этом под энергией первичного электрона мы понимаем избыток его энергии над энергией теплового движения и энергией, обусловленной неэквипотенциальностью катода. Величина разброса энергии в пучке была порядка 0,8 —1 eV.

Измерения производились в вакууме $\sim 10^{-8}$ тор в приборе типа сферического конденсатора с подвижной мишенью [10, 11]. В нем можно было измерять коэффициенты σ и r, контактные разности потенциалов катод — мишень и катод — коллектор, наносить испарением исследуемые слои на никелевые и танталовые подложки и исследовать энергетический спектр вторичных электронов.

Локальное магнитное поле лаборатории в районе расположения прибора компенсировалось катушками Гельмгольца.

Электронная пушка, состоящая из цилиндра Венельта, отсасывающего электроны анода и двух фокусирующих диафрагм, давала хорошо сфокусированный пучок электронов с энергиями 0,2 ÷ 0,4 eV.

Исследования Ni, Pt, W, Ta и Mo велись на сплошных нагретых мишенях, Ag и Cu — на сплошных нагретых мишенях и слоях, полученных испарением, Al и Au —только на слоях, нанесенных на Ni- и Ta-подложки.

3. Кривые $\sigma = f(E_п)$ и $r = f(E_п)$ оказались различными для разных веществ. Для Ni и Pt ход кривой $r = f(E_п)$ имеет монотонный характер,

причем с ростом $E_п$ r уменьшается в согласии с приближенной теорией отражения электронов [8].

Для Al, Ag, Au и Cu кривые $r = f(E_п)$ не монотонны. Некоторым $E_п$ соответствуют максимумы и минимумы r. Так, для Al наблюдается максимум r при $E_п = 4$ eV, а для Ag, Au и Cu — при 10—12 eV. Для всех указанных веществ, кроме Pt, вблизи нуля $r \sim 0{,}1$; для Pt $r \sim 0{,}2$.

Нам кажется, что немонотонность кривых отражения для Al, Ag, Au и Cu обусловлена влиянием периодического поля решетки, т. е. существованием энергетических зон внутри металла. В самом деле, сопоставление кривых отражения электронов и распределения плотности уровней для меди [11, 12] показывает, что минимуму плотности уровней электронов соответствует максимум их коэффициента отражения r, и наоборот.

4. Вторично-эмиссионные свойства W, Mo и Ta исследовались в работах [3, 4, 9, 13], причем в [4, 9], кроме кривых $\sigma = f(E_п)$, были получены и кривые $r = f(E_п)$. Для Mo [9] r монотонно уменьшается от значения

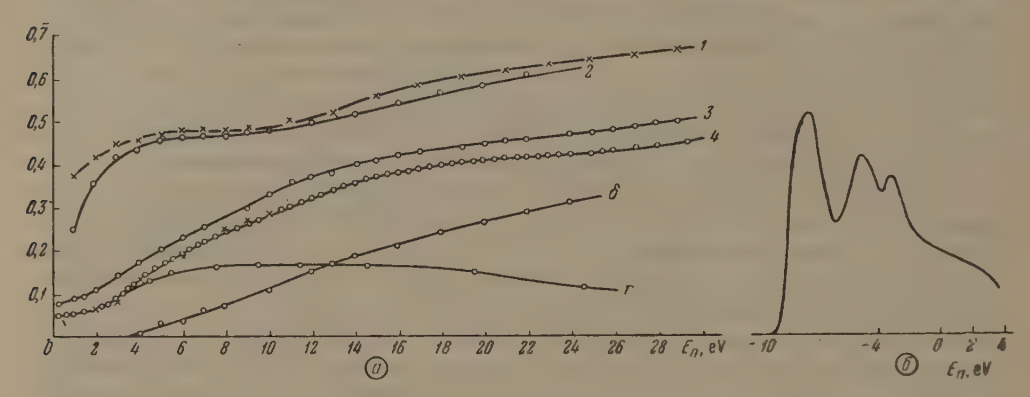


Рис. 1. *а* — кривые $\sigma = f(E_п)$, $r = f(E_п)$ и $\delta = \sigma - r = f(E_п)$ для W: *1* — мишень не обезгаживалась, *2* — мишень обезгаживалась 30 мин при $T \sim 2000^\circ$ K, затем находилась 2 недели в вакууме $\sim 10^{-5}$ тор, *3* — мишень прокаливалась 5 мин при $T \sim 1800^\circ$ K в вакууме 10^{-6} тор (во время измерений на горячей мишени $p \sim 10^{-7}$ тор), *4* — мишень прокаливалась около 10 час при $T \sim 2000^\circ$ K (крестиками обозначены точки, взятые из работы [4]); *б* — кривая распределения плотности уровней для W

0,6 вблизи нуля до 0,15 при $E_п = 13$ eV, а для W [4] — в области 2 -4 eV r линейно растет от 0,07 до 0,14, оставаясь затем в интервале $E_п = 4 - 10$ eV неизменным. Для Ta, согласно [13], r вблизи нуля равен 0,05.

Таким образом для Mo, W и Ta r не только численно отличаются друг от друга больше чем на порядок, но и кривые $r = f(E_п)$ имеют совершенно различный вид. Это кажется непонятным и странным. Поэтому нами были исследованы вторично-эмиссионные свойства W, Mo и Ta в идентичных условиях в более широкой области энергий (0,4÷30 eV).

Техника и методика эксперимента подробно описаны в [10]. Так же, как и в случае Ag, Au, Cu, Al, Ni и Pt, снимались кривые $\sigma = f(E_п)$ и кривые задержки, из которых были получены кривые $r = f(E_п)$. Кривые $\sigma = f(E_п)$, $\delta = \sigma - r = f(E_п)$ и $r = f(E_п)$ представлены на рис. 1—3, а кривые задержки — на рис. 4—10.

Из рис. 1, 2 и 3 видно, что кривые $\sigma = f(E_п)$ для W, Mo и Ta имеют одинаковый вид: σ монотонно растет от 0,05 вблизи нуля до 0,35—0,4 при $E_п = 30$ eV. Кривые отражения $r = f(E_п)$ для всех трех исследованных металлов также имеют одинаковый характер. Коэффициенты отражения вблизи нуля равны $\sim 0{,}05$, причем вначале они растут с ростом $E_п$, затем в некоторой области $E_п$ шириной ~ 10 eV приблизительно сохраняют постоянное значение, после чего монотонно уменьшаются.

Считая, как и раньше [11], что кривая $r = f(E_п)$ приблизительно является зеркальным изображением кривой плотности электронных состояний в области положительных энергий, мы должны ожидать, что с ростом энергии электронов плотность состояний сначала уменьшается медленно, а затем быстрее, стремясь к более или менее постоянному значению.

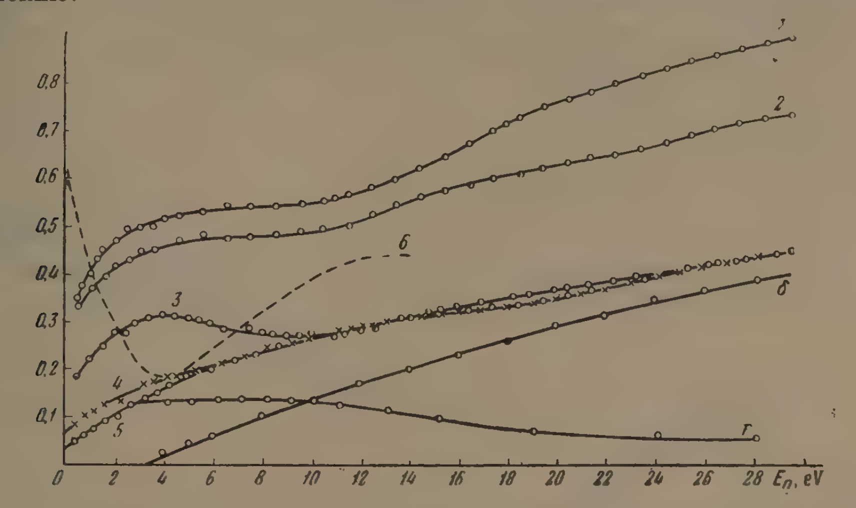


Рис. 2. Кривые $\sigma = f(E_п)$, $r = f(E_п)$ и $\delta = \sigma - r = f(E_п)$ для Mo: *1* — мишень не обезгаживалась, *2* — мишень прокаливалась 1 мин до 1000°, *3* — мишень калилась 30 мин при $T \sim 1500°$ K (каждая точка кривой снималась при горячей мишени), *4* — мишень калилась 4 часа при $T \sim 1700°$ K, *5* — мишень калилась еще 8 час при $T \sim 2000°$ K; *6* — кривая $\sigma = f(E_п)$, полученная в [3]

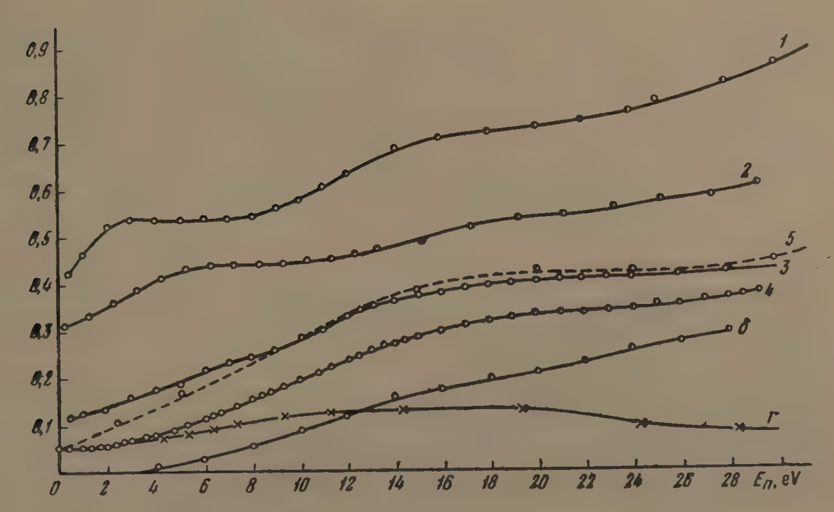


Рис. 3. Кривые $\sigma = f(E_п)$, $r = f(E_п)$ и $\delta = f(E_п)$ для Ta: *1* — мишень не обезгаживалась, *2* — мишень прокаливалась 2 часа при $T \sim 1000°$ K, *3* — мишень прокаливалась 5 мин при $T \sim 1800°$ K, *4* — мишень прокаливалась 10 час при $T \sim 2000°$ K, *5* — кривая, полученная в [13] в вакууме $\sim 10^{-9}$ тор

Кривая плотности состояний для W была рассчитана в [14] и представлена на рис. 1, *б*. К сожалению, она простирается в область положительных энергий всего лишь на 3,2 eV. Из этой части кривой видно, что в этой области энергий кривая отражения электронов действительно является

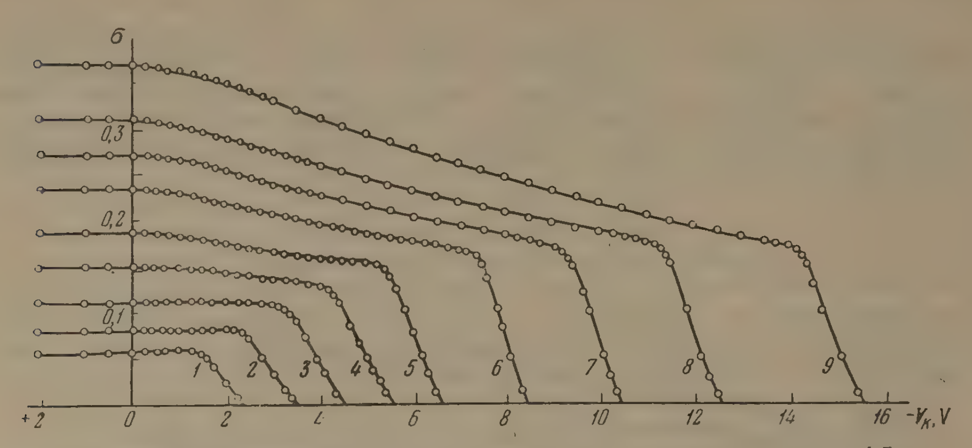


Рис. 4. Кривые задержки для W: *1* — $E_п$ = 1,5, *2* — 2,5, *3* — 3,5, *4* — 4,5, — 5,5, *6* — 7,5, *7* — 9,5, *8* — 11,5, *9* — 14,5 eV

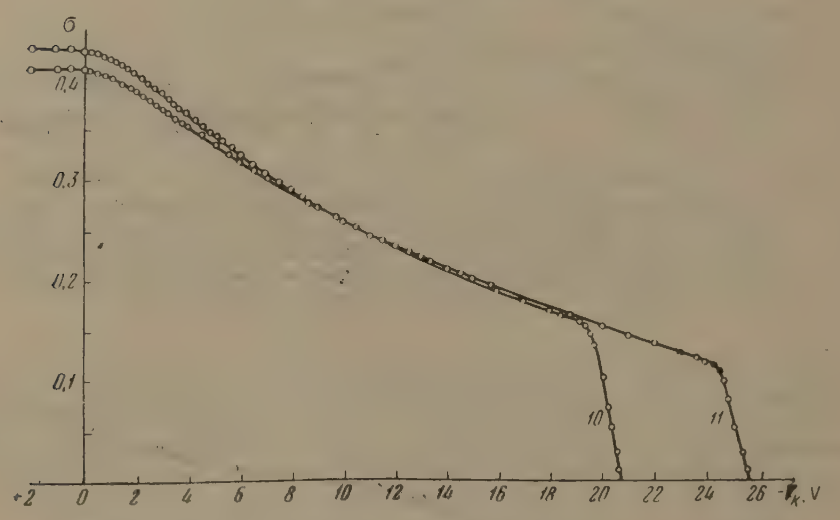


Рис. 5. Кривые задержки для W: *10* — $E_п$ = 19,5, *11* — 24,5 eV

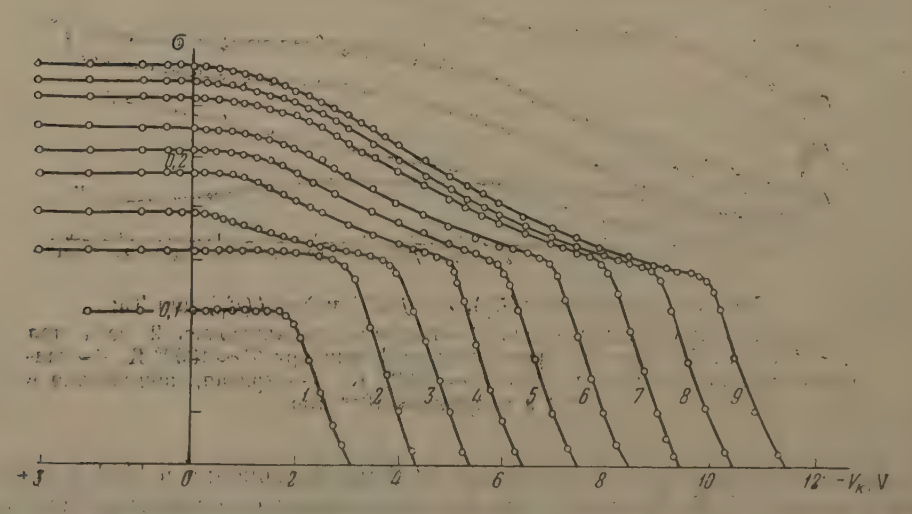


Рис. 6. Кривые задержки для Mo: *1* — $E_п$ = 2, *2* — 3,2, *3* — 4,2, *4* — 5,2, *5* — 6,2, *6* — 7,2, *7* — 8,2, *8* — 9,2, *9* — 10,2 eV

зеркальным изображением кривой плотности состояний. По-видимому, такое же распределение плотности уровней имеет место и для Та и Мо.

5. На рис. 1, 2, 3, кроме кривых σ и r, приведены еще кривые $\delta = \sigma - r = f(E_п)$, характеризующие зависимость истинно-вторичных и неупруго-рассеянных первичных электронов от $E_п$. Из этих кривых видно, что неупруго-отраженные первичные электроны в наших опытах практически обнаруживаются в заметных количествах, лишь начиная с $E_п$= 3—3,5eV. Истинно-вторичные электроны появляются при несколько бо̀льших

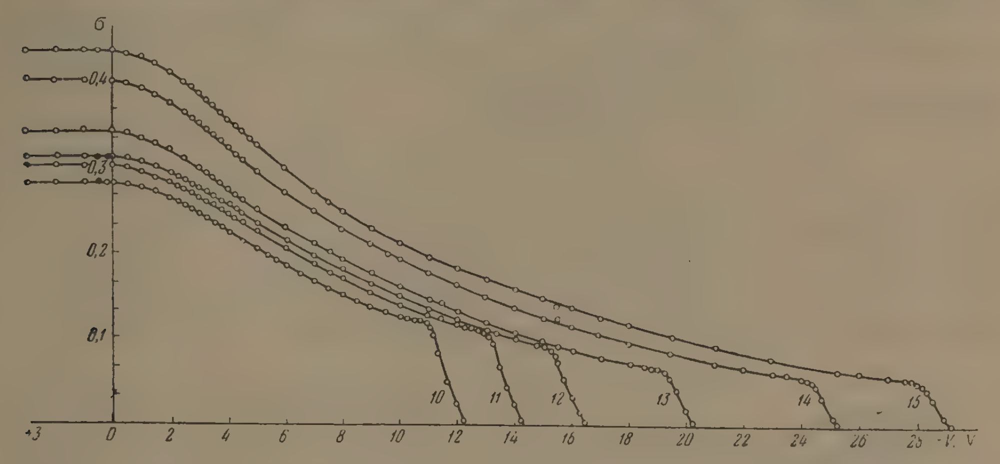


Рис. 7. Кривые задержки для Мо: *10* — $E_п$ = 11,2, *11* — 13,2, *12* — 15,3, *13* — 19,2, *14* — 24,2, *15* — 28,2 eV

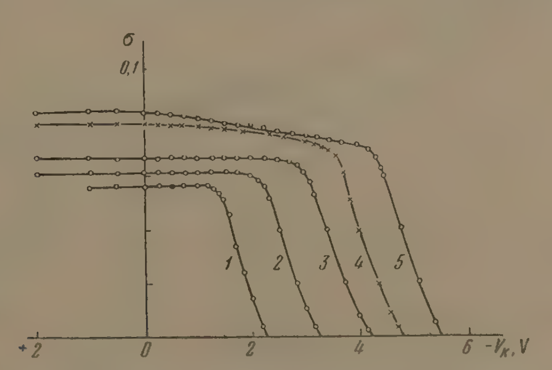


Рис. 8. Кривые задержки для Та: *1* — $E_п$ = 1,3, *2* — 2,3, *3* — 3,3, *4* — 3,8, *5* — 4,3 eV

значениях $E_п$. Однако говорить о точном соответствии порога вторичной эмиссии работе выхода мы не можем: для этого наш пучок первичных электронов недостаточно монокинетичен. То же относится к другим работам. Данные работы [3], в которой авторы показывают, что величины порогов вторичной электронной эмиссии для Ni и Мо совпадают (с точностью до 0,15 eV) с их работами выхода, а также [4], в которой наблюдается тенденция к изменению порога с изменением работы выхода, не являются доказательством того, что порог вторичной эмиссии, если таковой и существует, точно соответствует работе выхода φ. Нам кажется, что для установления этого надо поставить прецизионные опыты и прежде всего монокинетизировать пучок. В [3, 4], судя по кривым задержки, разброс энергий в пучке первичных электронов составлял 1,5÷2,5 eV. В этом случае порог если и может быть определен, то лишь с точностью до 1—2 eV.

Необходимо, далее, по возможности исключить другие источники погрешностей, обусловленных, например, отсутствием компенсации локаль-

ных магнитных полей лаборатории, что, как, известно, может привести к существенным искажениям кривых задержек. Кроме того, для установления однозначного соответствия между порогом вторичной эмиссии и работой

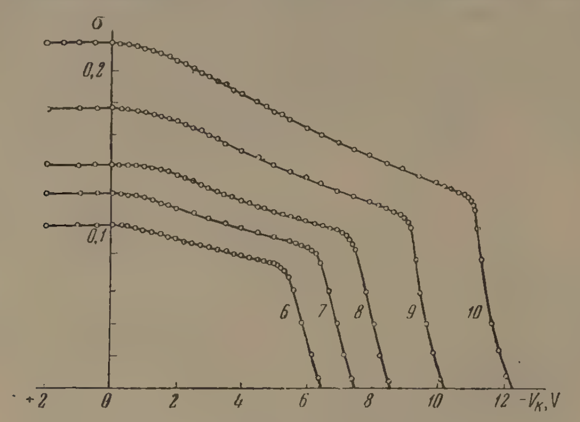


Рис. 9. Кривые задержки для Ta: *6* — $E_п$ = 5,3, *7* — 6,3, *8* — 7,3, *9* — 9,3, *10*—11,3 eV

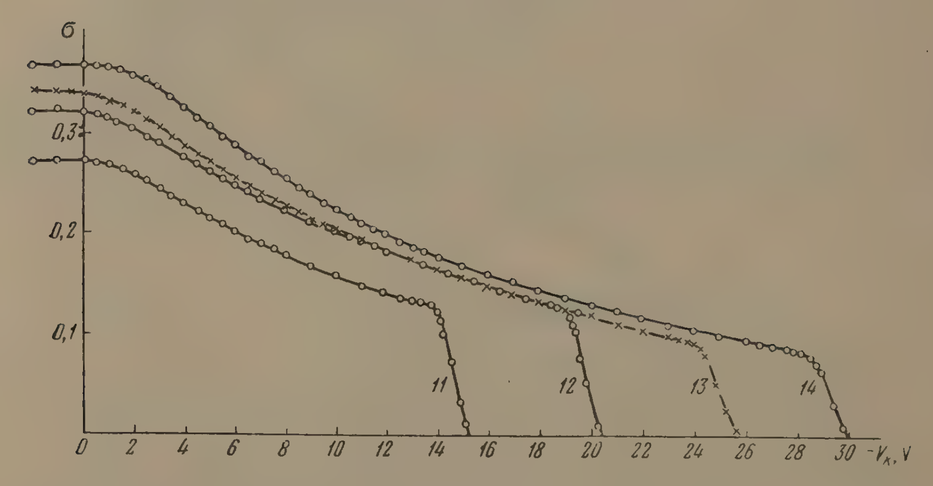


Рис. 10. Кривые задержки для Ta: *11* — $E_п$ = 14,3, *12* — 19,3, *13* — 24,3, *14* — 28,3eV

выхода данного вещества необходимо в одном и том же приборе параллельно измерять работу выхода и отражение электронов.

Значительная часть настоящей работы — исследование Ni, Pt, Al, Ag, Au и Cu — выполнена совместно с В. В. Рощиным.

Цитированная литература

1. Gimpel I., Richardson O., Proc. Roy. Soc. A, **182**, 17 (1943).
2. Myers H., Proc. Roy. Soc., **215**, 329 (1952).
3. Шульман А. Р. и Мякинин Е. И., Ж. техн. физ., **26**, 2223 (1956).
4. Моргулис Н. Д. и Городецкий Д. А., ЖЭТФ, **30**, 667 (1956).
5. Лукирский П. И. и Семенов Н. Н., ЖРФХО, **55**, 107 (1923).
6. Немилов Ю. А. и Федорова Е. И., Тех. телев., **5**, 64 (1951).
7. Harrower G. A., Phys. Rev., **104**, 52 (1956).
8. MacColl L. A., Phys. Rev., **56**, 699 (1939).
9. Шульман А. Р. и Мякинин Е. И., ДАН СССР, **91**, 1075 (1953).
10. Бронштейн И. М. и Рощин В. В., Ж. техн. физ., **28**, вып. 9 (1958).
11. Бронштейн И. М. и Рощин В. В., Ж. техн. физ., **28**, вып. 10 (1958).
12. Rudberg E., Slater J. C., Phys. Rev., **50**, 150 (1936).
13. Hobson J. P., Canad. J. Phys., **34**, 1089 (1956).
14. Manning M. F., Chodorow M. J., Phys. Rev., **56**, 787 (1939).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ И. М. БРОНШТЕЙНА

Л. Н. Добрецов.—По Вашим данным, коэффициент вторичной эмиссии стремится к нулю для Pt при энергии первичных электронов 4 eV, для Ag — при 3 eV, для Mo — при 3 eV, иначе говоря, совпадения «порогов» с работами выхода у Вас нет.

И. М. Бронштейн. —Я считаю, что при разбросе в первичном пучке в 1 eV точно установить это совпадение невозможно. Пересечение кривой $\sigma(V_p)$ с осью абсцисс скорее можно назвать порогом неупругого отражения.

Л. Н. Добрецов.—Кривые плотности состояний относятся ко всем направлениям движения электронов. Вы же имеете пучок определенного направления. Можно ли в таком случае проводить сопоставление?

И. М. Бронштейн.—Я считаю, что сопоставлять можно, учитывая поликристалличность мишени.

А. Я. Вятскин.—Не только для Cu, но и для других металлов на кривой плотности состояний есть максимумы. Почему же кривые $r\ (V_p)$ их не имеют?

И. М. Бронштейн.— О несоответствии между экспериментальными кривыми $r(V_p)$ и кривыми плотности состояний не приходится говорить, так как последние для других металлов еще не рассчитаны.

Н. Д. Моргулис.— Каков разброс энергий в первичном пучке?

И. М. Бронштейн. — Около—0,8—0,9 eV.

А. А. Мостовский.—Можно ли при таком разбросе начинать измерения с 0,2 eV?

И. М. Бронштейн.— Можно, учитывая сделанную оговорку о немонокинетичности пучка.

Н. Д. Моргулис.— У Вас неотпаянный прибор. Можно ли верить полученным на нем результатам?

И.М. Бронштейн.—Можно, так как для ряда материалов наши кривые совпадают с Вашими.

А. И. Пятницкий.—Какова разница в коэффициентах отражения для отожженных и напыленных материалов?

И. М. Бронштейн.—Для Ag и Cu коэффициент отражения на ~10 % больше для напыленных мишеней, по-видимому, из-за большего загрязнения поверхности.

Д. Г. Булыгинский.— Почему для Ni Ваши кривые идут ниже, чем это было получено в работе А. Р. Шульмана?

И. М. Бронштейн.— Вероятно, у нас Ni был более чистым.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. Г. НАХОДКИН и А. И. НОВОСЕЛЬСКАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ КЛИНООБРАЗНЫХ ПЛЕНОК Ge, Cr и Bi В СВЯЗИ С ИХ ВТОРИЧНОЭМИССИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ

1. Для выяснения природы вторичной эмиссии большой интерес представляют исследования зависимости коэффициента вторичной эмиссии δ от толщины пленки d. Этот метод позволяет исследовать некоторые новые характерные черты явления. Так, нами, а также и рядом других авторов [1—3], было показано, что коэффициент вторичной эмиссии изменяется с изменением d вплоть до определенной толщины ($d_{эф}$), которая была названа эффективной глубиной вторичной эмиссии.

Исследование эффективной глубины вторичной эмиссии различных веществ как металлов, так и полупроводников (германия, Sn-Cs- и Sb-Cs-катодов) [2, 3], показало, что $d_{эф}$ незначительно изменяется с изменением энергии первичных электронов V_p в интервале 200÷3000 eV. Этот факт позволил считать, что $d_{эф}$ определяется в основном кинетикой движения возбужденных вторичных электронов.

2. Однако эти работы [3] не были лишены одного недостатка. Дело в том, что значения эффективных толщин $d_{эф}$ у большинства веществ оказались соизмеримыми с граничной толщиной агрегации пленки [4, 5]. Отсутствие аномалий в ходе изменения оптических свойств пленок с толщиной в интересующем нас интервале толщин позволяло считать, что у германия [6], хрома [4, 7], сурьмяно-цезиевого [8] и оловянно-цезиевого [8] катодов при $d \geqslant d_{эф}$ слой сплошной. Так как условия получения слоев оказывают существенное влияние на их структуру, то весьма интересно было бы исследовать структуру пленок, изготовленных в условиях, близких к условиям получения их в работе по изучению вторичноэмиссионных свойств [3].

3. В данной работе исследовались конденсированные в вакууме пленки германия, хрома и висмута. Пленки осаждались на тщательно очищенную стеклянную подложку с серебряными контактными дорожками для измерения сопротивления и на коллодиевые подложки для исследования структуры в электронном микроскопе и электронографе. Толщина пленки в данной точке клинообразного слоя определялась по геометрии системы и весу навески [9]. При пересчете весового распределения вещества на мишени к толщинам считалось, что пленка сплошная и ее плотность такая же, как и плотность массивного металла. Коллодиевые подложки с нанесенными на них слоями переносились через атмосферу в микроскоп, а слои на стеклянных подложках рассекались на делительной машине и сопротивление каждого участка слоя измерялось мегомметром МОМ-1.

4. Пленки германия толщиной от 3 до 100 mμ выглядят в электронном микроскопе сплошными, т. е. с точностью до величины разрешаемого расстояния (меньше, чем 100 Å) на экране микроскопа и снимках не обнаруживается каких-либо неоднородностей.

Электронограммы свеженапыленных германиевых слоев, снятые на просвет, как видно из рис. 1, содержат три весьма размытых кольца. Линии на электронограммах германиевых пленок на стеклянной подложке, полученные на отражение, оказываются еще более размытыми и гораздо

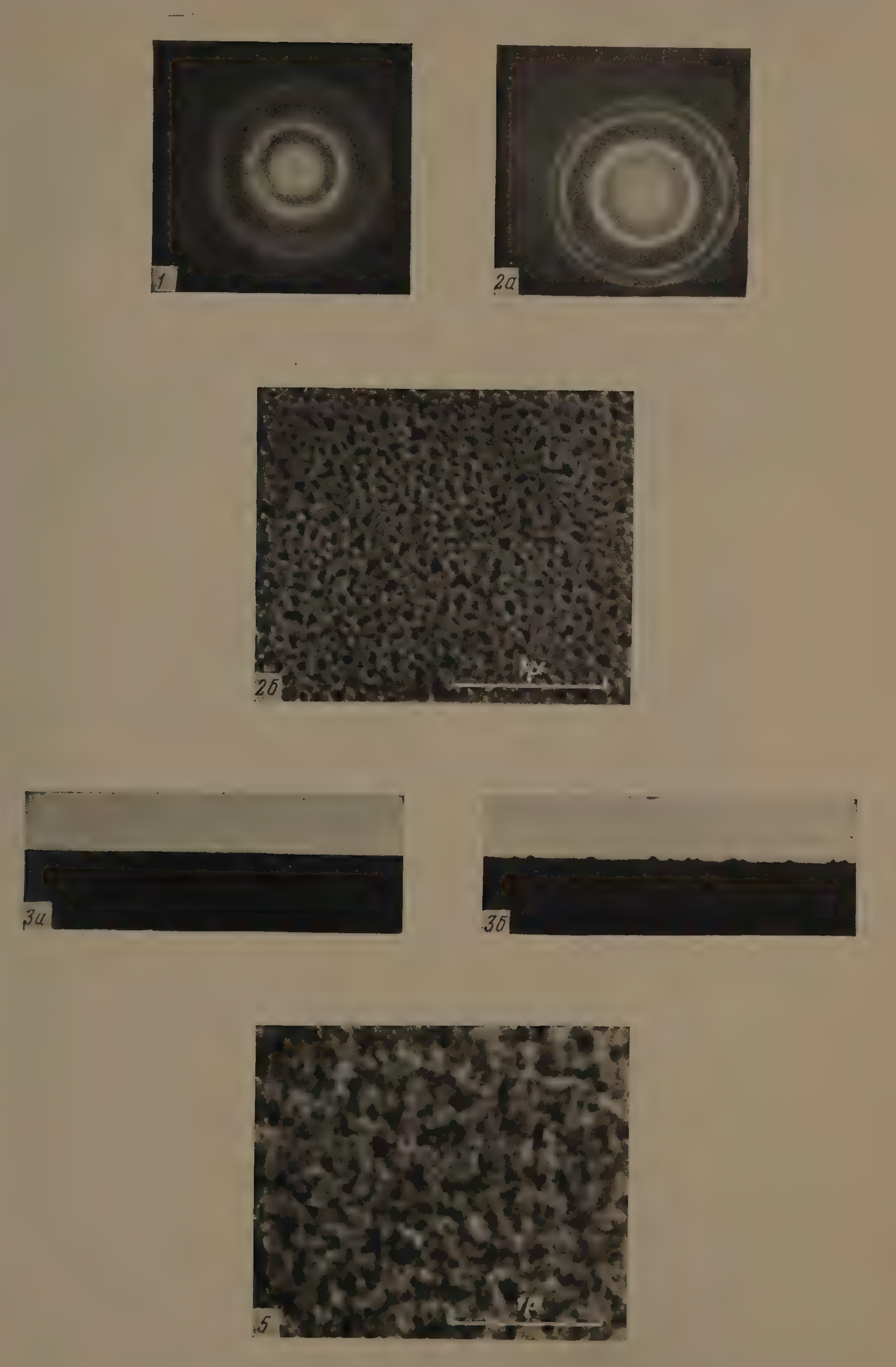


Рис. 1. Электронограмма свеженапыленного тонкого слоя Ge
Рис. 2, *а* — Электронограмма слоя Ge, перекристаллизованного под действием электронного пучка; *б* — изображение слоя Ge толщиной 53 $m\mu$ после воздействия на него электронного пучка
Рис. 3. Изображение профиля германиевого слоя толщиной 53 $m\mu$ на стеклянной подложке: *а* — до и *б* — после воздействия электронного пучка. Увеличение $\times 36000$
Рис. 5. Изображение свеженапыленного слоя Bi толщиной порядка 10 $m\mu$ в электронном микроскопе

Рис. 6. Изображение профиля висмутового слоя толщиной порядка 40 $m\mu$, конденсированного на стеклянном волокне: *а* и *б* — свежеконденсированный слой при нормальном и косом падении молекулярного пучка (увеличение ×36000), *в* и *г* — тот же самый слой после воздействия пучка (увеличение ×36000); *д* и *е* — электронограммы свеженанесенного слоя Bi до и после воздействия на него электронного пучка

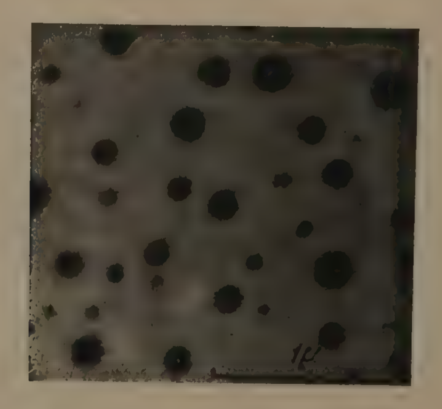


Рис. 7. Изображение висмутового слоя (того же самого, что и на рис. 5) после воздействия на него электронного пучка

менее контрастными. Это, в согласии с литературными данными [10], позволяет утверждать, что такие свежеосажденные германиевые слои аморфны. Увеличение мощности электронного пучка в микроскопе вызывает изменение структуры пленки. На рис. 2 в качестве примера приведена электронная микрофотография и электронограмма германиевой пленки (той же самой, что и на рис. 1) после воздействия на нее электронного пучка. По-видимому, разогрев пленки пучком вызывает ее кристаллизацию, причем на границе германий — подложка изменяются силы поверхностного натяжения и пленка разбивается на отдельные агрегаты. Величина и форма агрегатов зависят как от толщины пленки, так и от мощности действующего пучка.

Вид электронограмм германиевых слоев до и после воздействия пучка позволяет утверждать, что в аморфной пленке германия сохраняется ближний порядок. Уменьшение толщины слоя приводит к уширению дифракционного рефлекса. Например, при изменении толщины от 3 до 73 mμ средняя полуширина линии изменялась почти в два раза. Если взять для приближенной оценки в качестве естественной ширины линии ширину дифракционного рефлекса от стандартного образца MgO, то размер кристаллика, вычисленный по формуле (IX, 6) из [11], окажется в пределах 12 ÷ ÷5 Å. Под действием пучка в слое образуются кристаллики с решеткой типа алмаза, параметр которой порядка 5,8 Å. При этом полуширина линий на электронограммах уменьшается настолько, что становится соизмеримой с полушириной линии для MgO, т. е. размер рассеивающего кристаллика в пленке германия увеличивается до 100 Å и более. Нами, в отличие от ранее выполненных аналогичных работ, использовался также метод профильных снимков. На тонкое гладкое стеклянное волокно возгонкой в вакууме наносился слой германия нужной толщины. Затем профиль этого стеклянного волокна со слоем германия рассматривался в электронном микроскопе. Оказалось, что первоначально гладкий слой (рис. 3, *а*) кристаллизуется под действием пучка с образованием характерной лепестковой структуры (рис. 3, *б*). Образованию такой структуры способствуют большие натяжения, существующие в свежеконденсированной пленке германия.

Нами также исследовался ход изменения удельного электросопротивления конденсированных слоев в зависимости от толщины. На рис. 4 в качестве примера приведено несколько таких зависимостей. Цифрами обозначены кривые для различных слоев: *1* — слой, полученный испарением в течение 1 мин; *2* — в течение 15 мин; *3* — в течение 40 сек. Как видно из рисунка, удельное сопротивление даже сравнительно толстого слоя германия получается примерно на два порядка больше, чем у исходного массивного куска. Все слои оказались полупроводниками *p*-типа. Для толщин, меньших 40 mμ, начинается менее крутой, чем обычно у металлов, рост удельного сопротивления, причем толщина, при которой наблюдается резкое возрастание сопротивления, заметно уменьшается (до 10 mμ) при улучшении вакуумных условий нанесения пленки.

Прогрев таких пленок в вакууме в течение 15 мин при температурах порядка 200° не приводит к заметному изменению электропроводности (кривая *4* на рис. 4). Однако прогрев при 450° в течение 1 часа приводит к тому (кривые *5* и *6*), что рост удельного электросопротивления начинается уже при больших толщинах (порядка 80 mμ), независимо от скорости конденсации пленок.

Эти свойства согласуются с выводами, сделанными из электрономикроскопических исследований: для толщин, больших 30—40 mμ, можно с уверенностью считать свеженапыленную германиевую пленку сплошной. Смещение точки резкого возрастания сопротивления в область больших толщин в результате прогрева легко объясняется агрегацией пленки, которая действительно наблюдается в микроскопе после воздействия электронного пучка.

5. Интервал толщин висмутовых пленок, удобных для электронно-

микроскопических исследований, оказался в пределах 6÷60 mμ. Более толстые слои были непрозрачными для электронов. Характерная структура висмутового слоя видна на рис. 5. Во всем изученном интервале толщин пленки дискретны с не совсем четкими светлыми и темными пятнами, что вполне согласуется с литературными данными [5, 12].

Мы предположили, что висмутовые слои должны в этом случае состоять из монокристальных иголок; тогда те грани, для которых первое брэгговское отражение не ограничивается апертурной диафрагмой, должны давать светлые пятна. Эта точка зрения была подтверждена исследованием профилей висмутового слоя, осажденного на гладкую стеклянную нить. Оказалось, что висмутовый слой состоит из отдельных четких игл, размеры которых уменьшаются с уменьшением толщины слоя и имеют наклон, соответствующий углу падения молекулярного пучка. На рис. 6 (*а* и *б*) представлены электронномикроскопические изображения профилей свеженапыленных висмутовых слоев при нормальном и косом падении молекулярного пучка на стеклянное волокно.

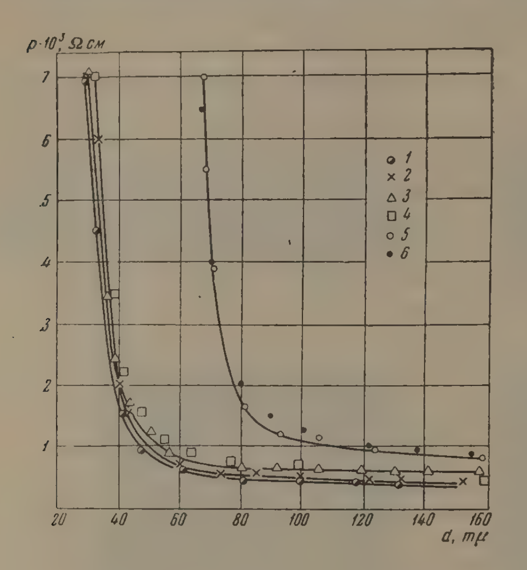


Рис. 4. Зависимость удельной электропроводности германиевого слоя от его толщины; слой получен испарением: *1* — в течение 1 мин, *2* — в течение 15 мин, *3* — в течение 40 сек, *4* — после прогрева при 200° в течение 1 часа, *5* и *6* — после прогрева при 450° в течение 1 часа

При нагреве электронным пучком пленка перекристаллизовывается, проходя при этом, по-видимому, через жидкую фазу. Вид пленки после воздействия пучка показан на рис. 7, а на рис. 6 (*в* и *г*) даны соответствующие профильные снимки. Воздействие пучка сглаживает пленку, игольчатая структура превращается в гранулированную.

Электронографические снимки подтверждают ранее сделанный вывод о том, что иглы пленки представляют собой отдельные монокристаллы. Это видно по резко выраженной текстуре, которая изменяется с изменением наклона образца по отношению к электронному пучку. После рекристаллизации под действием пучка образуется мелкокристаллический слой и текстура исчезает.

Резкий рост удельного сопротивления висмутового слоя наблюдается при меньших толщинах, чем в случае германия, а именно: при $d < 10$ mμ, как видно из рис. 8. Однако при этих толщинах в электронном микроскопе или на электронограммах нам не удалось обнаружить качественных отличий в структуре пленки. Прогрев пленок в вакууме вплоть до 180° не изменяет заметно вида кривой зависимости сопротивления от толщины. По-видимому, структурные изменения в висмутовых пленках при толщинах, меньших 10 mμ, лежат за пределом разрешающей способности микроскопа. При толщинах, больших 60 mμ, слой висмута можно считать сплошным.

6. Следующим объектом исследований был хром. Свеженапыленные пленки хрома толщиной 3—70 mμ выглядят в электронном микроскопе сплошными. Это его свойство хорошо известно [7] и широко используется в электронной микроскопии для бесструктурного оттенения некоторых объектов.

Вид электронограмм позволяет утверждать, что хромовые пленки поликристаллические.

Под действием электронного пучка вначале сплошные хромовые пленки агрегируются с образованием мелкозернистой структуры. Замечено, что эта агрегация облегчается с ростом толщины пленки. При этом заметных изменений вида электронограмм обнаружено не было.

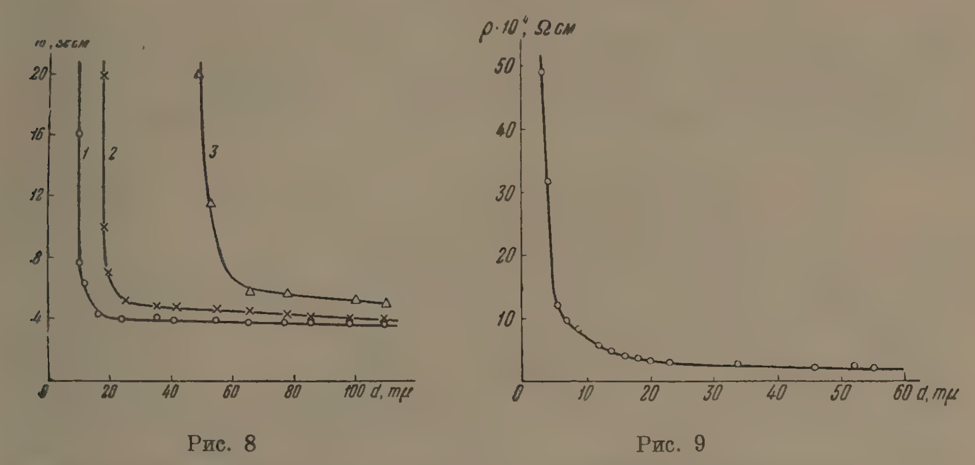


Рис. 8 Рис. 9

Рис. 8. Зависимость удельного сопротивления висмутового слоя от толщины: *1* — свеженапыленный слой, *2* — прогретый в вакууме при 180° в течение 1 часа, *3* — прогретый в вакууме при 300° в течение 1 часа

Рис. 9. Зависимость удельного сопротивления свеженапыленного хромового слоя от его толщины

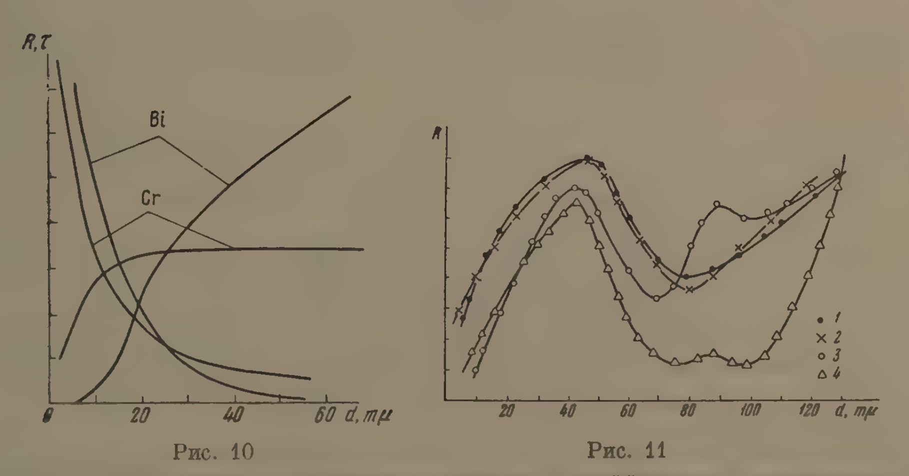


Рис. 10 Рис. 11

Рис. 10. Зависимость коэфициента отражения и коэффициента прозрачности от толщины свеженанесенных пленок Bi и Cr

Рис. 11. Зависимость коэффициента отражения от толщины германиевого слоя. Кривые *1* и *3* сняты для свежеосажденного слоя при $\lambda \sim 850$ и 540 *mμ*, а кривые *2* и *4* —для прогретых в вакууме при 450° в течение 1 часа

Рост удельного сопротивления хромового слоя по мере уменьшения его толщины начинается при толщинах меньше 10 mμ, как это видно из рис. 9. Следовательно, в согласии с электронномикроскопическими исследованиями можно считать, что, начиная с 5—10 mμ, хромовая пленка сплошная.

7. Попутно нами для всех трех веществ были измерены зависимости коэффициентов пропускания τ и отражения R монохроматического света от толщины слоя d. На рис. 10 и 11 приведены эти оптические характеристики для всех трех веществ. Оказалось, что свежеосажденные исследован-

ные пленки не обнаруживают каких-либо аномалий, присущих агрегированным слоям типа серебряных [4].

Прогрев висмутовых слоев в вакууме при температуре порядка 180° не вызвал заметных изменений их оптических свойств, так же как и электропроводности. На германиевых слоях после прогрева в вакууме при температурах порядка 450° в области толщин 80—100 mμ наблюдается уменьшение коэффициента отражения R для длин волн короче 720 mμ. Особенно сильные изменения R наблюдаются при $\lambda \sim 540$ mμ, тогда как при $\lambda \sim 850$ mμ кривая отражения прогретого слоя совпадает для всех толщин с кривой для непрогретого слоя. К сожалению, коэффициент поглощения из-за сильного поглощения света в этой области толщин и длин волн измерить нам не удалось.

Эти изменения коэффициента отражения можно связать со структурными особенностями прогретой пленки. Если считать, в согласии с нашими данными по электропроводности и электронной микроскопии, что после прогрева германиевая пленка до толщины 80—100 mμ агрегирована со степенью заполнения объема, близкой к единице, то структурный максимум поглощения света (или уменьшения R), аналогичный наблюдаемому на серебре, золоте и других веществах, должен появиться при условии $k^2 \to n^2 > 0{,}5$ [4], где k и n — коэффициент поглощения и показатель преломления материала слоя. Если взять для германиевых пленок значения $k(\lambda)$ и $n(\lambda)$ из работы Браттайна и Бригса [6], то структурный максимум должен наблюдаться при длинах волн порядка 500 mμ, что действительно согласуется с опытом (рис. 11).

8. Проведенные исследования позволяют утверждать, что пленка германия, изготовленная в тех же условиях, что и в нашей предыдущей работе по вторичной эмиссии [3], аморфная и сплошная с конечным значением сопротивления. Свеженапыленные пленки хрома становятся сплошными и хорошо проводящими, начиная с толщин порядка 5 mμ. Поэтому толщинные свойства пленок, в том числе и зависимость коэффициента вторичной эмиссии δ от толщины d у германия для всех $d > 30$ mμ, а у хрома для $d > 5$ mμ не должны осложняться их структурными особенностями, связанными с агрегацией. Значения толщин, при которых насыщаются зависимости $\delta(d)$ у германия и хрома (равные по порядкам величин 60—70 и 7—10 mμ, соответственно), можно считать эффективными глубинами вторичной эмиссии.

Этого нельзя сказать о висмуте. Резкий рост удельного сопротивления при тех же толщинах, что и первое насыщение кривой $\delta(d)$, сложная игольчатая структура, зависящая от толщины пленки, и, наконец, сложный, неодинаковый при различных энергиях первичных электронов ход толщинной зависимости коэффициента вторичной эмиссии висмута не позволяют без дополнительных исследований однозначно определить его эффективную глубину вторичной эмиссии.

Таким образом, эффективная глубина вторичной эмиссии металла (в нашем случае хрома) оказывается меньше, чем у полупроводника (например, германия). Этого следовало ожидать, так как в металлах должно иметь место заметное торможение выходящих вторичных электронов электронами проводимости. Значение коэффициента вторичной эмиссии при этом почти не изменяется. По-видимому, природа энергетических потерь у первичных и вторичных электронов имеет сходный характер, т. е. у неэффективных вторичных эмиттеров с большими эффективными глубинами мала вероятность возбуждения. Можно заметить, что интенсивность процессов возбуждения внутри обычных полупроводников (например, германия) может весьма сильно уступать не только эффективным полупроводникам, но также и некоторым металлам, например хрому. Следовательно, характер одного из основных процессов вторичной эмиссии — процесса возбуждения вторичных электронов — весьма сложно определяется веществом эмиттера.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Н. Д. Моргулиса за постоянный интерес к работе.

Киевский гос. университет
им. Т. Г. Шевченко

Цитированная литература

1. Афанасьева А. В., Тимофеев П. В., Игнатов А., ЖТФ, 6, 1649 (1936); Песьяцкий А. Ф., ЖТФ, 9, 188 (1939); Copbland P. L., Phys. Rev., 58, 604 (1940); Hastings A. E., Phys. Rev., 57, 695 (1940); Ловцов В. М. и Стародубцев С. В., Труды физ.-мат.-ин-та АН Узбекской ССР, 3, 57 (1950); Вудынский М. М., ДАН СССР, 82, 705 (1952); Бронштейн И. М., ЖТФ, 13, 173 (1943); Бронштейн И. М., Смородина Т. А., ЖЭТФ, 27, 215 (1954); 29, 495, 500 (1955).
2. Дятловицкая Б. И., ДАН СССР, 63, 641 (1948).
3. Находкін Н. Г., Наукові зап. КДУ, 14, вып. 8, 209 (1955) Моргулис Н. Д., Находкин Н. Г., ДАН СССР, 94, 1029 (1954).
4. Морозов П., Бутслов М., ЖТФ, 16, 857 (1946); Sennet R., Scott G., JOSA, 40, 203 (1950).
5. Picard R., Duffenduck O., J. Appl. Phys., 14, 291 (1943); Levinstein H., J. Appl. Phys., 20, 306 (1949).
6. Brattain W. H., Briggs H. B., Phys. Rev., 75, 1705 (1949); Рапп Н. В., Уч. зап. Харьковского университета, физ.-мат. фак., 2, 105 (1950).
7. Электронная микроскопия, под ред. А. А. Лебедева.— 1954; Calbick C., Bell. system Techn. J., 30, 798 (1951).
8. Борзяк П., Труды ИФАН УССР, вып. 2, 3 (1952); Моргулис Н., Борзяк П., Дятловицкая Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 12, 126 (1948).
9. Моргуліс Н. Д., Доповіді січневої сесії АН УРСР, вып. 2, 285 (1942); Векшинский С. А., Новый метод металлографического исследования сплавов.— 1944.
10. Fischer E., Richter H., Ann. Phys., 16, 193 (1955).
König H., Reichberichte f. Phys., 1, 7 (1944); Verma A., Proc. Phys. Soc. B, 67, 359 (1954); Dunover M., J. Phys. et radium., 12, 602 (1951).
11. Пинскер З. Г., Диффракция электронов.— 1949.
12. Williams R., Wyckoff R., J. appl. Phys., 15, 712 (1944); Bryant P., Rhoads H., Weber A., J. Appl. Phys., 25, 1343 (1954).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Н. Г. НАХОДКИНА и А. Н. НОВОСЕЛЬСКОЙ

В. Н. Лепешинская.— Какова плотность электронного тока в микроскопе, когда начинается агрегация, и играет ли роль энергия электронов пучка?

Н. Г. Находкин.— Повышение яркости выше нормальной приводит к агрегации. Энергия электронов была постоянной, равной 40 keV.

Л. Н. Добрецов.— Каков коэффициент прилипания?

Н. Г. Находкин. — Для толстых слоев коэффициент прилипания близок к единице, а при тонких — точно не известен.

Л. Н. Добрецов. — Откуда следует, что существенна разница в условиях возбуждения вторичных электронов первичным пучком?

Н. Г. Находкин.— У германия и SbCs глубина выхода вторичных электронов одинакова, а σ существенно различны. По-видимому, условия движения вторичных электронов одинаковы, а σ различаются из-за разных условий возбуждения вторичных электронов. Показано, что эффективная глубина выхода вторичных электронов мало меняется от энергии первичных электронов. Следовательно, можно считать, что эффективная глубина характеризуется лишь движением вторичных электронов.

А. Н. Арсеньева.— Какого типа был германий и как получались слои?

Н. Г. Находкин.— Германий был всегда *p*-типа. Слои получались испарением.

И. М. Бронштейн.— Для получения правильных результатов нужно брать подложки, у которых коэффициент в. э. э. значительно меньше, чем у напыляемого слоя.

Б. Н. Попов.— В качестве подложки интересно попробовать борид лантана, для которого $\sigma_{max} = 0,95$ и который имеет металлическую проводимость.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. Г. НАХОДКИН и В. А. РОМАНОВСКИЙ

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ KCl ОТ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ

Толщинная зависимость коэффициента вторичной эмиссии позволяет определить эффективную глубину вторичной эмиссии. В литературе имеются различные эмпирические данные относительно того, как изменяется эффективная глубина вторичной эмиссии от энергии первичных электронов [1]. В 1948 г. Дятловицкая [2], впервые применив методику клина для исследования Sb-Cs-катода, показала, что эффективная глубина вторичной эмиссии $d_{эф}$ не зависит от энергии первичных электронов V_p. В дальнейшем этот результат был подтвержден на большом числе металлов и полупроводников в наших работах [3], где была использована та же методика, а затем в работах Бронштейна и Смородиной [4]. Это

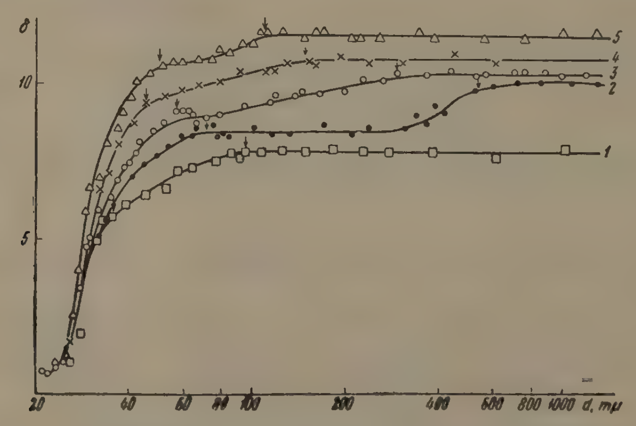


Рис. 1. Зависимость δ от толщины слоя d для разных V_p: *1* — 480 V, *2* — 6000 V, *3* — 4900 V, *4* — 4000 V, *5* — 3000 V

позволило нам утверждать, что эффективная глубина при средних энергиях первичных электронов непосредственно связана с кинетикой движения возбужденных вторичных электронов внутри твердого тела.

Тем не менее, весьма интересно было бы найти те причины, которые позволили ряду авторов [1] обнаружить весьма резкую зависимость эффективной глубины вторичной эмиссии $d_{эф}$ от V_p.

Ранее одним из нас [3] было обнаружено, что коэффициент вторичной эмиссии δ в зависимости от толщины слоя при $V_p > 2000$ eV немного возрастает даже при толщинах, бо̀льших, чем $d_{эф}$. Это возрастание δ прекращается при $d_2 > d_{эф}$, которое зависит определенным образом от энергии первичных электронов и материала подложки. Тогда же было высказано предположение, что этот второй рост коэффициента вторичной эмиссии связан, по-видимому, с вторичными электронами, вызываемыми так называемыми «диффундирующими назад» первичными электронами. Однако, так как на металлах это второе увеличение δ невелико и интервал энергий V_p был

сравнительно малым, то к трактовке этого явления мы отнеслись с осторожностью.

В настоящей работе нами исследовалась толщинная зависимость коэффициента вторичной эмиссии KCl в интервале V_p 480÷6000 eV. Подложкой служил слой бериллия, напыленный на стекло в вакууме порядка 10^{-8} мм рт. ст. Разность между δ подложки и δ слоя была велика, так что измерения проводились с достаточной степенью точности. Измерения выполнялись в режиме одиночных импульсов (τ = = 2,5 мксек) при использовании очень малых токов, что позволяло даже при комнатной температуре исключить зарядку поверхности [5]. Толщины определялись по положению интерференционных полос равной толщины.

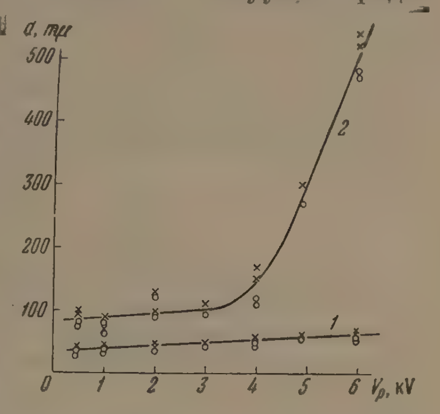


Рис. 2. Зависимость: *1* — кривая d_1 и *2* — кривая d_2 от энергии первичных электронов V_p

Характерные зависимости коэффициента вторичной эмиссии от толщины слоя представлены для нескольких энергий первичных электронов на рис. 1. Как видно из этого рисунка, зависимость δ (d) имеет две полочки при d_1 и d_2, показанных на рис. 1 стрелками. Полученная экспериментальная зависимость δ (d) позволяет объяснить существовавший до сих пор разнобой в зависимости $d_{эф}$ от V_p. Достаточно не очень густо снять точки в интервале от d_1 до d_2, чтобы первая полочка не была заметна на экспериментальной кривой.

Величину d_1, которая у нас получилась по порядку величины равной 50 mμ, мы отождествляем с эффективной глубиной вторичной эмиссии. Как видно из рис. 2, она в довольно большом интервале V_p (480÷6000 eV) не зависит от энергии первичных электронов и, следовательно, может быть связана с кинетикой движения вторичных электронов. Величина d_2 получается большей, чем d_1, и существенно, как это видно на рис. 2, зависит от энергии первичных электронов. Прирост коэффициента вторичной эмиссии при изменении толщины от d_1 к d_2 оказывается порядка 15—20%. Поэтому естественно предположить, что эта толщина d_2 должна в некоторой мере характеризовать пробег первичных электронов в твердом теле.

Кафедра электроники
Киевского гос. университета
им. Т. Г. Шевченко

Цитированная литература

1. Coppland P., Phys. Rev., 58, 604 (1940); Hastings A., Phys. Rev., 57, 695 (1940); Вудынский М., ДАН СССР, 82, 705 (1952); Ловцов В. и Стародубцев С., Труды Физ.-техн. ин-та АН УзбССР, 3, 57 (1952); Knoll M., Hachenberg O., Randmer J., Z. Phys., 122, 137 (1944).
2. Дятловицкая Б., ДАН СССР, 63, 641 (1948).
3. Находкин Н., Наукові зап. КДУ, 14, 209 (1955); Моргулис Н., Находкин Н., ДАН СССР, 94, 1029 (1954); Находкин Н., Диссертация.— КГУ, 1953.
4. Бронштейн И., Смородина Т., ЖЭТФ, 27, 214 (1954); ЖЭТФ, 29, 495 (1955).
5. Шульман А., Македонский В., ЖТФ, 22, 1540 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ПЯТНИЦКИЙ

О ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ СТЕКЛА

Введение

Тонкие, проницаемые для электронов стеклянные пленки получают все большее применение в технике, поскольку стекло является одним из наиболее удобных материалов для изготовления достаточно больших, но тонких, свободных от пор и отверстий пленок, могущих быть использованными в качестве мишеней или для нанесения на них эмиттеров или фотокатодов.

Значительный интерес представляет поэтому изучение прохождения электронов сквозь такие стеклянные пленки и поведения стеклянных пленок при обстреле их электронами, что и было проведено в данной работе.

Приготовление стеклянных пленок

Для изготовления пленок были использованы в основном стекла № 23 и БД-1. Были также испробованы и другие стекла, однако лучшие результаты были получены с этими стеклами.

При изготовлении пленок брались трубки стекла диаметром 25—30 мм, так как более узкие трубки не давали достаточно больших кусков тонких пленок. Наплавленное на газовой горелке на одном конце трубки стекло собиралось в каплю, которая при быстром выдувании превращалась в большой пузырь со стенками толщиной в несколько микрон. На конце его находилась наиболее тонкая интерферирующая пленка стекла. В выдутом пузыре острым языком пламени проплавлялось отверстие и при продолжающемся дутье (чтобы предотвратить свертывание пленок) вводился пинцет, которым и отрывались отдельные, наиболее тонкие куски пленки.

Для измерений использовались лишь достаточно тонкие интерферирующие пленки стекла.

Эти пленки, несмотря на свою относительно небольшую толщину (порядка 1 μ), весьма хрупки, малейшее движение воздуха колеблет их и зачастую ломает. Пленки, упавшие на поверхность другой пленки, обычно сцепляются при этом молекулярными силами настолько прочно, что их в большинстве случаев не удается разъединить. Поэтому для измерений они предварительно напаивались на специальные кольца-держатели из сплава 47-Н-5ХБ, коэффициент теплового расширения которого близок к к. т. р. стекол № 23 и БД-1.

Хорошие результаты получены и при использовании колец с ободком из платиновой проволоки, поставленным на расстоянии 2,5 мм от никелевого основания. Напайка пленок производилась в муфельной печи при температуре около 650°. Пленки, напаянные на держатели, достаточно прочны, чтобы быть установленными для измерений. В отдельных случаях удавалось осторожно менять пленки в трубках для измерений, используя одну и ту же пленку несколько раз.

Схема и метод измерений

Общий вид трубок, использованных для измерений, показан на рис. 1. Внутри стеклянной сферы впаяна стеклянная диафрагма с отверстием, в котором закреплен специальный держатель; на нем устанавливали подвижную рамку с закрепленной на ней пленкой, которая могла передвигаться в вакууме с помощью магнита. Трубки не имели шлифов. Для установки или смены пленки вскрывался отросток трубки. С крючков, на которых он был установлен, снимался фарадеев цилиндр и производилась замена подвижной рамки с пленкой, после чего фарадеев цилиндр устанавливался

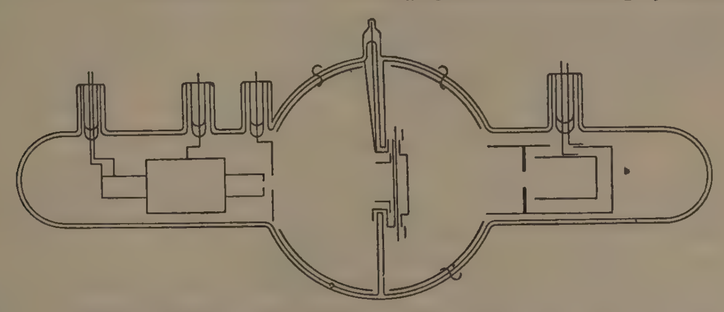


Рис. 1. Трубка для измерений прохождения электронов через пленки

на место и трубка запаивалась. Обе полусферы трубки были изнутри покрыты слоем золота.

Электронная пушка допускала быструю смену нити накала и дульца пушки, что позволяло при необходимости менять диаметр электронного луча d_0 от 1 до 7 мм у поверхности пленки.

Передвижная рамка приводилась в движение электромагнитом, питаемым переменным током, что позволяло избежать намагничивания никелевых деталей. Исследуемая пленка могла быть установлена против отверстия

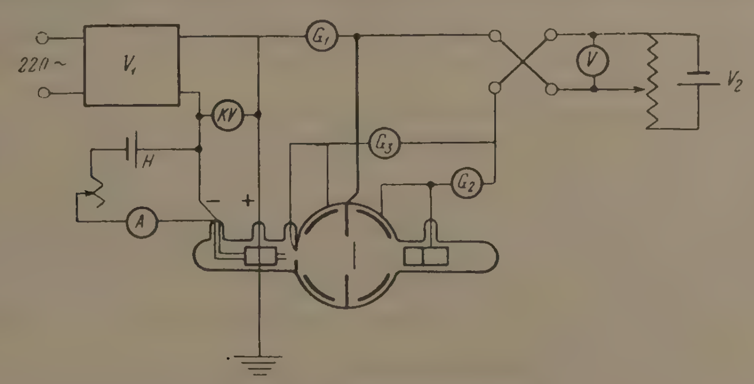


Рис. 2. Схема измерений

в держателе, на пути пучка первичных электронов, или же сдвинута в сторону так, что первичные электроны могли свободно проходить во вторую полусферу трубки.

Все измерения были проведены на вакуумной установке при непрерывной откачке. Вакуум поддерживался при накаленном катоде электронной пушки порядка 10^{-6} мм рт. ст.

Схема измерений приведена на рис. 2. Здесь V_1 — выпрямитель, дающий напряжение до 30 kV, ускоряющее первичные электроны; V_2 — напряжение на коллекторе, создаваемое батареей,— до 150 V, H — батарея накала.

При измерениях анод пушки был заземлен. Ток первичных электронов мог быть определен двумя путями — по показанию гальванометра G_1 или же гальванометром G_2 при отверстии в диафрагме, не закрытом пленкой, которая в этом случае сдвигалась в сторону. Гальванометром G_3 измерялось количество электронов, отраженных пленкой и собранных передней полусферой.

Как следует из схемы, обе полусферы находились во время измерений под одним потенциалом. Фарадеев цилиндр служил для измерения распределения электронов по энергиям, для электронов, прошедших пленку без значительного рассеяния, тогда как вольт-амперные кривые для всего потока прошедших пленку электронов определялись током на заднюю (на чертеже правую) полусферу с присоединенным к ней фарадеевым цилиндром, выполнявшим в это время роль дополнительного электрода.

Результаты измерений и их обсуждение

Подготовленные для измерений пленки стекла напаивались на держатель и устанавливались на подвижной рамке в колбе для измерений, после чего трубка запаивалась и обезгаживалась.

Перед установкой в трубку пленки какой-либо очистке не подвергались. Все мероприятия для получения чистой поверхности пленок проводились, в основном, до их изготовления, а изготовленные пленки хранились в плотно закрытых от пыли коробках.

Определение толщины исследуемых пленок производили по их весу или до начала измерений, используя кусочки пленки, оторванные от измеряемых до их напайки на держатель, или же после измерений, когда возможно было определить толщину, взяв часть уже измеренной пленки. Толщина пленки:

$$d = \frac{P}{gS},$$

т. е. для определения толщины пленки достаточно знать ее вес P, ее площадь S и удельный вес стекла g, из которого она изготовлена.

Измерение удельного веса стекла, употреблявшегося нами для изготовления пленок, дало в среднем значения: $g = 2{,}55$ для стекла № 23 и $g = 2{,}51$ для стекла БД-1.

Точность измерений, естественно, зависела от веса пленки и ее площади. И взвешивание, и определение площади давали примерно одинаковую величину погрешности измерений — порядка 3%, так что в большинстве случаев толщина пленки определялась с точностью до 10%.

В ходе измерений были рассмотрены и явления, связанные с воздействием падающих на стеклянную пленку электронов и ее зарядкой электронным пучком.

На рис. 3 приведена кривая пропускания электронов пленкой стекла № 23 толщиной порядка 1,3 μ.

Перед измерениями трубка с пленкой была обезгажена в печи при 380° в течение 1 часа. Измерения сделаны при токе первичных электронов $i_1 = 5 \cdot 10^{-8}$ А. Диаметр пучка на пленке 7 мм. По оси абсцисс здесь отложено напряжение, приложенное к аноду, т. е. скорость электронов в киловольтах, по оси ординат — коэффициент пропускания электронов γ, равный отношению тока электронов, прошедших сквозь пленку, i_2, к току первичных, падающих на пленку электронов i_1. Напряжение на коллекторе +70 V.

Как следует из рис. 3, при значениях V_1, меньших 20 kV, пропускание электронов стеклянной пленкой невелико и составляет всего несколько процентов от общего числа падающих на пленку электронов. При скорости первичных электронов большей величины некоторой критической скорости $V_к$ через пленку проходит уже бóльшая часть первичных электронов.

Измерения отражения первичных электронов от пленки показали, что при нормальном падении ($\varphi = 0°$) первичного пучка количество отраженных пленкой электронов крайне невелико и основные потери при прохождени пленки происходят из-за абсорбции электронов веществом пленки.

Кривая рис. 3 получена при постепенном уменьшении скорости первичных электронов, начиная с 29 kV. Измерения пропускания электронов, сделанные в обратном порядке, т. е. при повышении напряжения V_1,

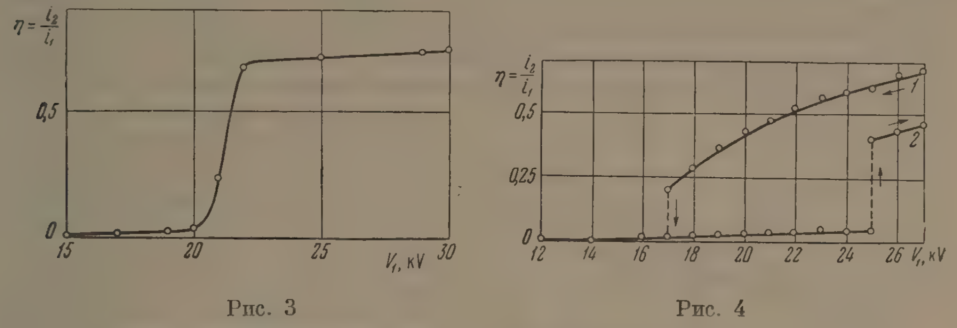


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Пропускание электронов пленкой стекла БД-1; $d = 1{,}3$ μ

Рис. 4. Характеристики пропускания электронов пленкой стекла № 23: *1* — при уменьшении скорости электронов V_1, ($d \sim 1$ μ); *2* — при повышении V_1

дают кривую, отличную от кривой, полученной при понижении скорости первичных электронов. На рис. 4 приведены кривые пропускания для пленки стекла № 23 толщиной около 1 μ. Направление измерений показано на графике стрелками. В данном случае скачок кривой при повышении напряжения наблюдался при скорости первичных электронов в 25 kV. Здесь, как и в случае многих других измерений, при повышении напряжения до величины, несколько большей, чем $V_к$, коэффициент пропускания η стал возрастать и через несколько минут увеличился с 4 до 40%, после чего это возрастание приостановилось.

Дальнейшее повышение напряжения привело к увеличению коэффициента пропускания η. Следует указать, что вначале была определена кривая *1*, измерение которой было начато с высоких скоростей электронов и которая показала монотонное уменьшение количества проходящих сквозь пленку электронов, вплоть до скорости 17 kV, когда коэффициент резко уменьшился почти до нуля.

Таким образом, кривые пропускания электронов стеклянной пленкой показывают своеобразный гистерезис, а именно: при повышении напряжения V_1 резкое увеличение коэффициента пропускания наблюдается при большей скорости первичных электронов, чем резкое уменьшение коэффициента пропускания при постепенном понижении скорости первичного пучка.

Подобное же явление гистерезиса кривых пропускания наблюдалось Овентом и Куком на пленках из лака при облучении их электронами [1]. Это явление тесно связано с другим, экспериментально установленным, фактом — зависимости коэффициента пропускания от предварительного облучения пленки электронным пучком. В большинстве случаев измерение пропускания электронов стеклянной пленкой показывало, что значения коэффициента η получаются больше, если пленка некоторое время перед этим подвергалась воздействию электронного пучка со скоростью, большей, чем $V_к$, и, наоборот, предварительное облучение пленки электронами меньших $V_к$ скоростей уменьшало η. Этим объясняется и разница в величине коэффициента пропускания для кривых *1* и *2* рис. 4 в области скоростей 25—28 kV. Пленка перед началом измерений кривой *1* во время предварительных измерений находилась под облучением электронами со скоростью

27 kV, а при измерении кривой *2* некоторое время обстреливалась электронами при $V_1 = 12$—14 kV; в итоге получилась разница в величине коэффициента η в области больших скоростей.

В большинстве случаев влияние предварительного облучения пленки электронами не сказывается так сильно, как это показано на рис. 4, однако оно наблюдалось всякий раз при измерениях пленок, и его приходилось иметь в виду при сравнении результатов измерений.

Принципиально подобное же явление — увеличение электропроводности под воздействием света или облучения электронами или пропускания тока — наблюдалось и на других диэлектриках и полупроводниках. Изучению наведенной проводимости посвящено в настоящее время значительное количество работ [2—9].

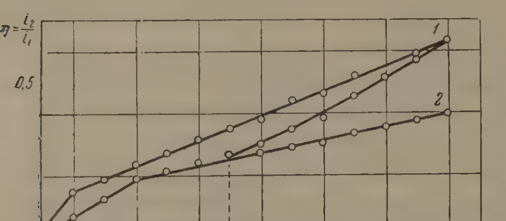


Рис. 5. Пропускание электронов пленкой стекла № 23: *1* — при угле падения электронов $\varphi = 0°$, *2* — при угле $\varphi = 45°$

Состояние поверхности пленки влияет на ход кривой пропускания $\eta = f(V_1)$. Так, например, измерения пропускания для пленки, находившейся в вакууме на установке для откачки в течение нескольких дней, показали монотонное возрастание коэффициента пропускания η с увеличением скорости первичных электронов. Лишь после прогревания трубки с пленкой в вакууме при непрерывной откачке при 380° в течение 1 часа и последующего охлаждения наблюдался скачок в ходе кривой $\mu = f(V_1)$. Этот эффект должен быть приписан наличию на пленке сконденсировавшихся паров вакуумной замазки, применяемой для смазывания крана, отделяющего трубку с установки для откачки; прогреванием трубки с находившейся на ней пленкой этот слой был удален с поверхности стеклянной пленки.

Положение места резкого подъема кривой пропускания зависит от толщины слоя пленки и ее электропроводности. На рис. 5 приведены характеристики пропускания электронов пленкой стекла № 23, полученные при падении электронов по нормали к пленке ($\varphi = 0$) (кривая *1*), а также и под углом, несколько большим, чем 45° (кривая *2*). Электроны, падающие на пленку d под углом φ, проходят в стекле путь $l = d/\cos\varphi$. Для угла в 45° $l = 1{,}4$. Как видим из сравнения кривых *1* и *2*, это увеличение длины пути, проходимого электронами в стекле, вызвало пропорциональное уменьшение числа проходящих электронов в области скоростей, больших, чем $V_к$, и сдвиг места излома кривых, а следовательно, и $V_к$ в область больших скоростей.

Следует указать также, что для более тонких пленок, толщиной порядка 0,15 μ, явление гистерезиса имеет значительно менее отчетливый характер, и кривые пропускания, измеряемые в обратном направлении, более близки к кривым, полученным при повышении напряжения.

Наличия гистерезиса кривых $\eta = f(V_1)$ следовало ожидать, исходя из представлений о механизме прохождения электронов через пленку диэлектрика.

Прохождение электронов сквозь материю в области скоростей свыше 10 kV может быть выражено формулой Виддингтона — Бете:

$$W_0^2 - W^2 = bd,$$

где W_0 — начальная энергия, W — энергия электрона после прохождения слоя d, b — константа, зависящая от материала вещества.

Если толщина пленки d такова, что энергии электронов достаточно лишь для ее прохождения, то выходящие из пленки электроны обладают нуле-

вой энергией. С повышением начальной энергии они будут проходить пленку, обладая уже некоторой энергией и увеличиваясь в числе, поскольку при этом смогут выйти и другие электроны, потерявшие больше энергии при прохождении пленки.

В действительности положение скачка характеристики, т.е. величина $V_к$, не определяет энергию, достаточную для прохождения пленки. При падении пучка электронов с энергией, меньшей чем $V_к$, на пленку диэлектрика электроны, будучи не в состоянии пройти через слой, абсорбируются им и вследствие малой электропроводности пленки накапливаются в ней. Величина и знак заряда на поверхности будут зависеть от скорости первичных электронов, коэффициента вторичной эмиссии и электропроводности слоя. Так, при V_1, соответствующей величине $\delta > 1$, в результате эмиссии на поверхности будет создаваться положительный заряд, и в граничном случае облучаемый участок пленки может достигнуть потенциала, несколько большего, чем потенциал коллектора. Для скорости первичных электронов, соответствующей значению $\delta < 1$, на поверхности будет накапливаться отрицательный заряд и потенциал облучаемого участка может достигнуть потенциала катода электронной пушки. При повышении скорости первичных электронов последние будут тормозиться задерживающим полем отрицательных зарядов, и поэтому прохождение первичных электронов сквозь пленку, а следовательно, и скачок на кривой $\eta = f(V_1)$, произойдет при значении $V_1 > V_к$, поскольку часть заряда пойдет на преодоление тормозящего поля зарядов.

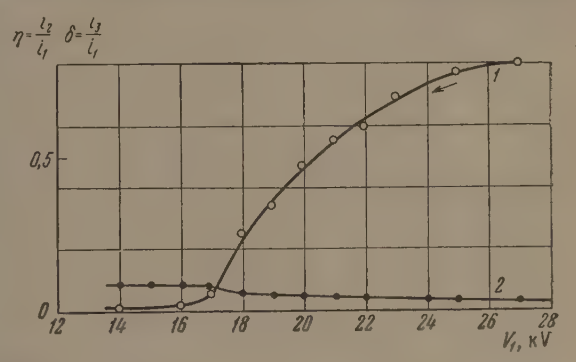


Рис. 6. Пропускание и отражение электронов стеклянной пленкой: *1* — пропускание η, *2* — отражение δ

При измерении кривых $\eta = f(V_1)$, начиная с больших скоростей, первичные электроны не должны будут терять энергию на преодоление стоящих на их пути отрицательных зарядов, и поэтому кривая пойдет выше, чем в первом случае. Кроме того, если исходить из факта изменения η со временем обстрела пленки быстрыми электронами, можно заключить, что прохождение электронов сквозь пленку создает благоприятствующие условия для прохождения последующих электронов, а поэтому при понижении скорости первичных электронов резкое уменьшение величины коэффициента η, т. е. скачок кривой, будет происходить не при значении скорости электронов $V_к$, а при меньших значениях V_1.

Часть электронов проходит пленку при скорости пучка, значительно меньшей, чем $V_к$. Количество этих электронов невелико, но они не относятся к числу рассеянных или прошедших через дефекты пленки первичных электронов. Их появление не противоречит закону Виддингтона — Бете, из которого следует, что при отсутствии зарядов пленка стекла толщиной в 1 μ может быть проницаемой для электронов с энергией, большей, чем 7 keV.

Как уже упоминалось, отражение первичных электронов от поверхности стеклянной пленки было невелико, составляя лишь несколько процентов от тока первичных электронов. На рис. 6 приведены кривые пропускания и отражения электронов в зависимости от скорости первичных электронов — кривые *1* и *2*, соответственно. Направление измерений указано стрелками. Измерения выполнены при падении пучка электронов по нормали к поверхности ($\varphi = 0$).

Существенно, что остающийся неизменным в области скоростей первичного пучка до 17 kV коэффициент отражения δ несколько уменьшается с 9 до 6% при 18 kV и продолжает снижаться в дальнейшем в области больших скоростей: при 27 kV δ уменьшается до 3%. Характерно, что уменьшение количества отраженных электронов при 17—18 kV связано с изменением количества проходящих электронов. Увеличение коэффициента пропускания η несколько уменьшает количество отраженных электронов.

Эти характеристики дают ответ на существенный вопрос о состоянии пленок при их облучении электронами. Имея кривые пропускания и отражения, мы можем определить поглощение. Отсюда получаем, что для скоростей первичного пучка, меньших чем $V_к$, 90% падающих на пленку электронов поглощаются ею, а увеличение количества проходящих сквозь пленку, при повышении скорости первичного пучка, электронов идет, в основном, за счет электронов, абсорбировавшихся ранее пленкой. Таким образом, мы получаем непосредственное подтверждение существования объемного отрицательного заряда в стеклянной пленке, поскольку абсорбция значительного количества электронов диэлектриком не может не привести к образованию в нем объемного заряда, а наличие большого поверхностного заряда должно было бы привести к увеличению отражения электронов, чего не наблюдалось на опыте.

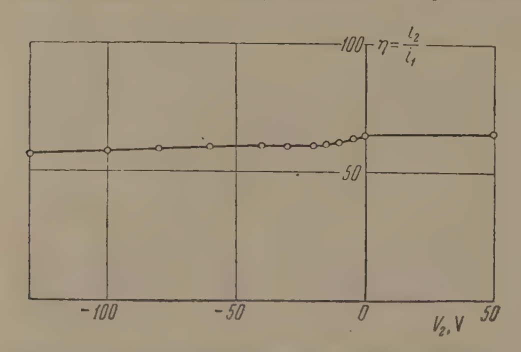


Рис. 7. Кривая задержки для электронов, прошедших сквозь пленку стекла БД-1, $d = 1\mu$

Весьма существенным для практического использования пленок является вопрос о скоростях электронов, прошедших сквозь пленку стекла. На рис. 7 приведена вольт-амперная характеристика электронов, прошедших сквозь пленку стекла БД-1 толщиной 1 μ. Скорость первичных электронов 28 kV. По оси ординат отложено количество электронов, попавших на коллектор, по оси абсцисс — значения напряжения на коллекторе V_2.

Как следует из рис. 7, кривая $\eta = f(V_2)$ в области задерживающего потенциала претерпевает лишь небольшое снижение при задерживающем напряжении на коллекторе $V_2 = 10—20$ V, и в дальнейшем очень медленно понижается с увеличением V_2, что говорит о большой энергии прошедших сквозь пленку электронов. Если использовать эту приведенную на рис. 7 часть вольт-амперной кривой, то получим после ее дифференцирования лишь небольшой максимум в области 0÷20 V. Количество медленных электронов настолько мало, что энергии менее 5 eV имеют лишь 3% электронов от общего числа прошедших сквозь пленку. 90% электронов имеет энергии свыше 150 eV, а основное количество электронов проходит сквозь пленки, сохраняя большие энергии.

Это справедливо для электронов, падающих на пленку с большой начальной скоростью, большей чем $V_к$, но это соотношение изменяется в зависимости от скорости первичного пучка. На рис. 8 приведены кривые пропускания электронов пленкой стекла БД-1 толщиной 0,85 μ. Кривая *1* определена при собирающем электроны потенциале на коллекторе, равном +65 V, кривая *2* — при задерживающем потенциале в —65 V. Таким образом, из сравнения кривых *1* и *2* можно вывести соотношение между количеством электронов, падающих на коллектор при ускоряющем и задерживающем потенциале для каждой скорости первичного пучка от 10 до 21 kV.

Из рис. 8 следует различие в ходе кривых как для скорости ниже 10—17 kV, так и для скоростей электронов, больших, чем 17 kV. Для первых изменение потенциала коллектора с ускоряющего на задерживающий вызвало почти параллельное смещение кривой во всей области скоростей

от 10 до 16 kV, так что при 10 kV коэффициент η стал близок к нулю, а для других скоростей (до 16 kV) уменьшился на $^2/_3$ своей первоначальной величины.

Отсюда следует, что в этой «нижней» ветви кривых токи электронов, прошедших сквозь пленку, образуются в основном медленными электронами, потерявшими большую часть своей энергии при движении сквозь пленку. В правой части кривых коэффициент η вслед за скачком уменьшился после изменения потенциала коллектора с $+65$ на -65 V на относительно малую величину в соответствии с кривыми распределения по энергиям, рассмотренным выше. Более того, ход кривых показывает совершенно отчетливо уменьшение этого спада, т. е. уменьшение количества медленных электронов с возрастанием скорости первичного пучка.

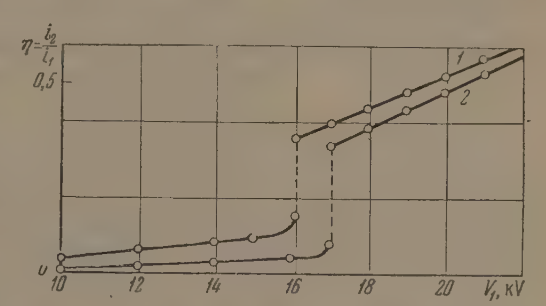


Рис. 8. Характеристики пропускания электронов пленкой стекла БД-1; $d = 0{,}85\ \mu$: *1* — при напряжении на коллекторе $+65$ V, *2* — при напряжении на коллекторе -65 V

Итак, при скорости первичных электронов, меньшей, чем $V_к$, через пленку проходит лишь небольшое количество покидающих ее с малыми скоростями электронов. Для скоростей первичных электронов, больших чем $V_к$, через пленки проходит основная масса электронов, сохраняющих в значительной степени свои скорости после прохождения пленки.

Для решения вопроса о применимости закона Виддингтона — Бете к электронам, прошедшим через стеклянные пленки, была сделана оценка коэффициента b в формуле

$$W_0^2 - W^2 = bd$$

по началу кривой пропускания, т. е. при скорости первичного пучка, меньшей чем $V_к$. Разумеется, учитывая заряжение поверхности электронным лучом и возникающие при этом трудности определения начала кривой пропускания, нельзя ожидать точного совпадения измеренного и подсчитанного значений b. Однако расхождение оказалось не слишком большим. Измерения дали для b величину $6{,}5\cdot10^{11}$, близкую к подсчитанному для этого стекла значению b, равному $5{,}2\cdot10^{11}$, что подтверждает применимость закона Виддингтона — Бете к электронам, проходящим пленку стекла в диапазоне скоростей $10\div30$ kV.

Всесоюзный электротехнический
институт

Цитированная литература

1. Owent P. H., Cook C. S., Phys. Rev., 86, 961 (1952).
2. Вудынский М. М., ЖЭТФ, 15, 187 (1945).
3. Рывкин С. М., Коноваленко Б. М., Сметанникова Ю. С., ЖТФ, 24, 961 (1954).
4. Ausbacher F., Ehrenberg W., Proc. Phys. Soc. A, 64, № 375, 362 (1951)
5. Pensak L., Phys. Rev., 75, 472 (1949).
6. McKay K. G., Phys. Rev., 74, 1606 (1948).
7. Spear W. E., Proc. Phys. Soc., B 68, N 432, 991 (1955).
8. Архангельская В. А., Бонч-Бруевич А. М., ДАН СССР, 77, 229 (1951).
9. Анитов С. С., Косман М. С., ЖЭТФ, 9, 1495 (1939).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 4 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ПЯТНИЦКИЙ

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ СУРЬМЯНО-ЦЕЗИЕВЫХ ЭМИТТЕРОВ «НА ПРОСТРЕЛ»

Для измерений были использованы трубки двух типов. Трубки первого типа имели впаянную по середине стеклянной сферы стеклянную же диафрагму с отверстием, в которой и помещалась исследуемая пленка (фиг. 1 в [1]). В трубках второго типа нанесение сурьмы на пленку и формирование сурьмяно-цезиевого эмиттера осуществлялось в боковом отростке, а затем рамка с помещенной в ней пленкой перемещалась магнитом в центр трубки для измерений. Общий вид такой трубки приведен на рис. 1. Все измерения выполнены при непрерывной откачке в вакууме порядка 10^{-6} мм рт. ст. Измерения проводились по обычной схеме (см. рис. 2 в работе [1]), позволявшей

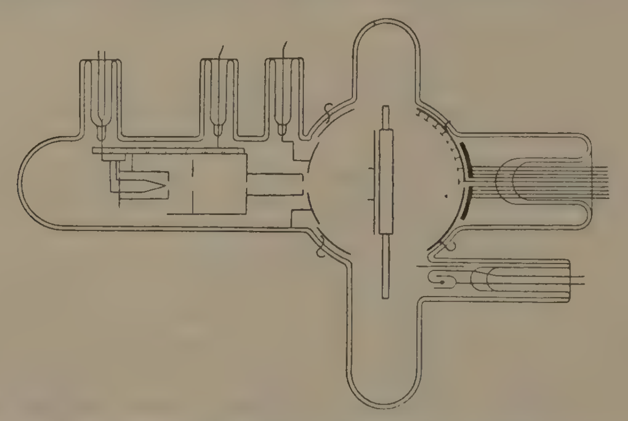


Рис. 1. Трубка для измерений вторичной эмиссии «на прострел»

разделять токи: первичных электронов i_1, прошедших сквозь пленку, или вторичных электронов i_2 и отраженных электронов i_3. Трубка была снабжена штенгелями, позволявшими снимать или напаивать трубку на установку, не нарушая вакуума.

Результаты измерений и их обсуждение

Слои сурьмы наносились на поверхность пленок стекла № 23 и БД-1 испарением металла из вольфрамовой спиральки. Формирование Sb-Cs-эмиттера производилось обычным способом.

Результаты первых измерений приведены на рис. 2. Пропускание стеклянной пленки БД-1 толщиной в 0,15 μ характеризуется кривой *1*. После измерения пропускания электронов пленкой на нее был нанесен слой сурьмы и вновь измерено пропускание (кривая *2*). После повторного нанесения сурьмы определена кривая *3*. Толщина слоя сурьмы в данном случае порядка 2000 Å.

После обработки сурьмяного слоя цезием при температуре 200° до максимума фототока была определена кривая пропускания электронов слоем сурьмяно-цезиевого эмиттера на стекле (кривая *4*).

Более подробные сведения можно получить при измерении прохождения электронов через пленку стекла со слоем сурьмяно-цезиевого эмиттера переменной толщины, для чего были изготовлены пленки стекла БД-1 на держателе — рамке, размером 10 × 30 мм. Количество наносимой для изготовления эмиттера сурьмы определялось расчетным путем по весу шарика сурьмы и расстоянию между пленкой и пылилкой. Толщина стеклянной пленки в данном случае была около 0,75 μ, сурьмяного клина от 0,2 до 0,01 μ. Сурьмяный слой в дальнейшем был обработан цезием для получения сурьмяно-цезиевого эмиттера. Предварительно были сделаны измерения пропускания электронов стеклянной пленкой и пленкой с нанесенной на нее сурьмой. Характеристика пропускания электронов пленкой стекла приведена на рис. 3 (кривая *1*). Вид ее подобен ходу кривых, приведенных ранее. Величина критической скорости $V_к$ менее 12 kV. Там же, на рис. 3, приведены кривые *2* и *3* и для сурьмяного слоя. Измерения сделаны после нанесения металла в точке, лежащей на расстоянии 14 мм от начала пленки. Толщина слоя сурьмы — 0,03 μ. Кривая *2* получена при напряжении на коллекторе +75 V, кривая *3* определена для той же точки при отсутствии напряжения на коллекторе.

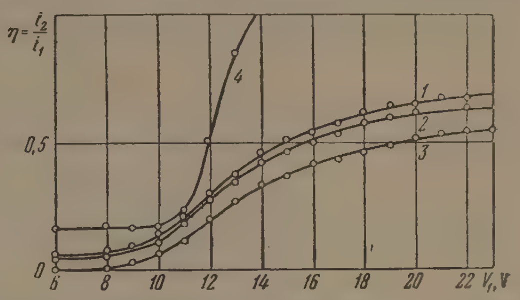


Рис. 2. Пропускание электронов пленкой стекла и стекла со слоем сурьмы и вторичная эмиссия из Sb-Cs-эмиттера «на прострел»: *1* — пленка стекла БД-1 толщиной 0,15 μ, *2* — пленка стекла со слоем сурьмы, *3* — пленка стекла с двойным слоем сурьмы, *4* — ток вторичных электронов из Sb-Cs-эмиттера

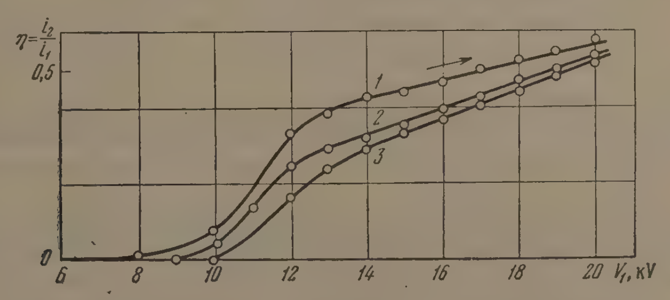


Рис. 3. Пропускание электронов пленкой стекла и пленкой стекла со слоем сурьмы: *1* — пленка стекла БД-1 толщиной 0,75 μ; *2* — та же пленка стекла со слоем сурьмы толщиной 0,03 μ; напряжение на коллекторе $V_2 = +70$ V, *3* — то же при $V_2 = 0$

Как можно установить из сравнения кривых, слой сурьмы, нанесенный на стеклянную пленку, уменьшил количество прошедших сквозь нее электронов различным образом, в зависимости от скорости первичных электронов. Наибольшее снижение коэффициента пропускания η наблюдается при скоростях первичного пучка, близких к $V_к$, т. е. 12, 13, 14, 15 и более киловольт, причем с повышением скорости это снижение коэффициента становится меньше и кривые пропускания пленки стекла и пленки стекла с сурьмой сближаются.

Кривая *3* получена без собирающего электроны напряжения V_2 на коллекторе. Разница между кривыми *2* и *3* показывает относительное количество медленных электронов, входящих в состав тока электронов, определяемого кривой *2*. Это количество медленных электронов крайне мало в области скоростей порядка 20 kV и несколько возрастает с уменьшением ско-

рости первичного пучка. Из сравнения кривых *2* и *3* в области скоростей, меньших $V_к$, становится очевидным (см. также рис. 2), что эти токи создаются электронами малых скоростей, которые в значительной степени

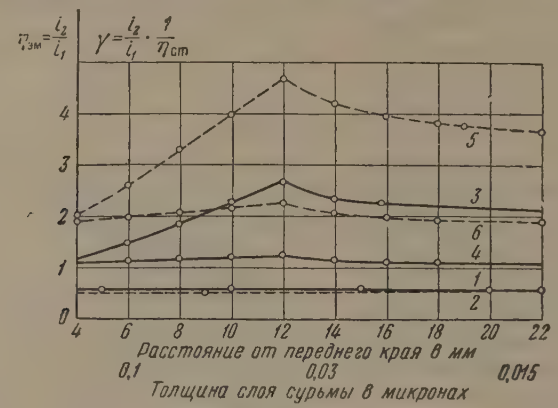


Рис. 4. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии из Sb-Cs-эмиттера «на прострел» от толщины слоя: *1* — пропускание электронов вдол пленки стекла БД-1 $d_{ст} = 0{,}75\ \mu$; скорость электронов 20 kV, *2* — пропускание электронов пленкой стекла с клином сурьмы на ней, *3* — зависимость коэффициента вторичной эмиссии Sb-Cs-эмиттера $\eta_{эм} = \frac{i_2}{i_1}$ от толщины слоя, *4* — то же для эмиттера, отравленного воздухом, *5* — зависимость коэффициента вторичной эмиссии из Sb-Cs-эмиттера $\gamma = \frac{i_2}{i_1} \cdot \frac{1}{\eta_{ст}}$ — от толщины слоя, *6* — то же для эмиттера, отравленного воздухом

абсорбируются дополнительной пленкой металла. Нанесение более толстой пленки металла полностью запирает выход медленным электронам, имевшим ранее, до нанесения сурьмы, возможность прохождения через пленку.

На рис. 4 приведены результаты измерения коэффициента пропускания электронов в разных точках вдоль стеклянной пленки, служившей основанием сурьмяно-цезиевого эмиттера — кривая *1*. Измерения показали достаточно хорошую однородность пленки и практическую неизменность коэффициента η. Там же помещена кривая *2* — пропускания электронов стеклянной пленкой с нанесенным на нее клином сурьмы, измеренная при ускоряющем электроны напряжении $V_1 = 20$ kV. Как следует из кривых *1* и *2* рис. 4, уменьшение коэффициента пропускания при нанесении на стекло слоя сурьмы сравнительно невелико для электронов с энергией 20 keV. Тем не менее оно наблюдалось при всех измерениях пропорциональным толщине напыленного слоя сурьмы.

На том же рис. 4 приведены аналогичные кривые *3* и *4* для сурьмяно-цезиевого эмиттера, изготовленного путем обработки сурьмяно-цезиевого клина цезием. Характеристики определены при скорости первичных электронов $V_1 = 20$ kV и напряжении на коллекторе $V_2 = +\ 75$ V. Кривая *3* относится к сурьмяно-цезиевому эмиттеру, обработанному цезием до максимума фототока, при измерении непосредственно после его изготовления. Кривая *4* определена для того же эмиттера после долгого пребывания его на установке, подвергшегося воздействию воздуха и почти потерявшего фоточувствительность.

Существенной чертой этих характеристик является максимум в величине коэффициента η, наблюдавшийся в точке, отстоящей в 12 мм от пе-

реднего края пленки. В этой точке толщина исходного слоя сурьмы была определена в 0,04 μ, что составляет около 140 атомных слоев сурьмы.

Уменьшение коэффициента эмиссии η в области малых толщин объясняется неполным использованием энергии первичного пучка. Как можно будет видеть далее, это предположение в действительности подтверждается

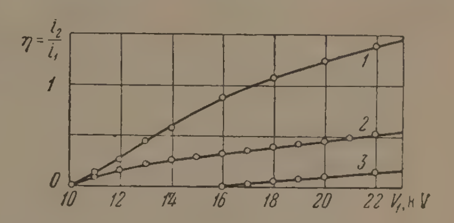


Рис. 5. Характеристики вторичной эмиссии из Sb-Cs-эмиттера «на прострел» в зависимости от скорости первичных электронов. Стекло БД-1. Толщина исходного слоя сурьмы $d_{Sb} = 0{,}1\ \mu$, $d_{ст} = 0{,}75\ \mu$: *1* — при $V_2 = +70$ V, *2* — при $V_2 = 0$, *3* — при $V_2 = -70$ V

фактом несколько большего количества быстрых электронов среди вторичных электронов, выходящих из тонкого слоя эмиттера. Для относительно толстых слоев эмиттера, толщина которых превышает оптимальную, величина коэффициента вторичной эмиссии уменьшается вследствие абсорбции движущихся внутри слоя эмиттера вторичных электронов, растративших свою энергию при движении к поверхности. Следовательно, толщина слоя эмиттера, соответствующего максимуму кривой, определяет эффективную глубину вторичной эмиссии, т. е. глубину под поверхностью эмиттера (для случая обычной эмиссии), из которой возникший там вторичный электрон, со средней начальной энергией, способен преодолеть потенциальный барьер и выйти из эмиттера наружу.

На этом же графике приведены кривые *5* и *6*. Они пересчитаны из характеристик *3* и *4* так, что показывают отношение вторичного тока к току первичных электронов, прошедших сквозь стеклянную пленку (в дальнейшем будем обозначать это отношение токов через $\gamma = \frac{i_2}{i_1} \cdot \frac{1}{\eta_{ст}}$, тогда как кривые *3* и *4* выражают число вторичных электронов по отношению к количеству падающих на поверхность стекла первичных электронов, обозначенное через $\eta = \frac{i_2}{i_1}$). Здесь $\eta_{ст}$ — коэффициент пропускания электронов пленкой стекла. Коэффициент γ является истинным коэффициентом вторичной эмиссии на пробой. Как видим, он относительно невелик и не превышает в максимуме кривой $\gamma = 4{,}7$.

Характеристики зависимости коэффициента вторичной эмиссии от скорости первичных электронов $\eta = f(V_1)$ для сурьмяно-цезиевого эмиттера приведены на рис. 5, 4 и 7. Эти кривые определены в точках сурьмяно-цезиевого эмиттера, находившихся на расстоянии 6, 12 и 21 мм от переднего края пленки. Толщина исходного слоя сурьмы, нанесенного на пленку, составляла в этих точках, соответственно, около 0,1, 0,03 и 0,015 μ (около 350, 100 и 50 атомных слоев сурьмы). При сравнении характеристик рис. 5, 6 и 7 отмечается значительное отличие в величине коэффициента η для различных точек клина в соответствии с рассмотренной выше кривой рис. 4. Это различие, в основном, определяется количеством медленных электронов, выходящих из катода при помощи ускоряющего поля. Приведенные на рис. 5, 6 и 7 характеристики определены как отношение тока электронов, вышедших из Sb-Cs-слоя, к току первичных электронов, падающих на пленку стекла. Если учесть пропускание первичных электронов стеклом и пересчитать эти кривые, взяв отношение вторичного тока к току первичных электронов, прошедших сквозь стеклянную пленку, то получим характеристики, представленные на рис. 8.

Здесь кривая *1* получена из кривой *1* рис. 6, кривые *2* и *3* — из кривых *1* рис. 6 и рис. 7, соответственно. Все характеристики обнаруживают максимумы, положение которых зависит от толщины слоя. Так, для Sb-Cs-

эмиттера с исходным слоем сурьмы в 150 Å максимум вторично-эмиссионного тока наблюдается при скорости первичного пучка около 16 kV, а для слоя в 1000 Å примерно 22 kV. Следовательно, с увеличением толщины слоя эмиттера максимум сдвигается в сторону больших значений энергии первичного пучка примерно по линейному закону.

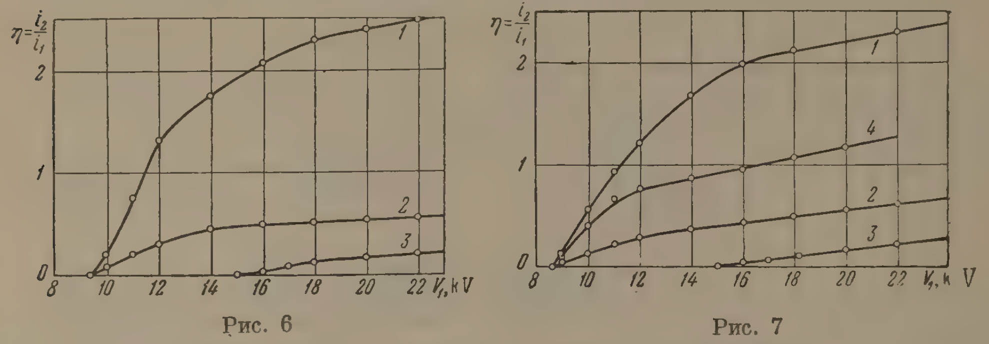


Рис. 6 Рис. 7

Рис. 6. То же, что на рис. 5, но при толщине исходного слоя сурьмы $d_{Sb} = 0{,}03\ \mu$; *1* — при $V_2 = +70$ V, *2* — при $V_2 = 0$, *3* — при $V_2 = -70$ V

Рис. 7. То же, что на рис. 5 и 6, но при толщине исходного слоя сурьмы $d_{Sb} = 0{,}015\ \mu$: *1* — при $V_2 = +70$ V, *2* — при $V_2 = 0$, *3* — при $V_2 = -70$ V, *4* — для эмиттера, отравленного воздухом, при $V_2 = +70$ V

Здесь же, на рис. 8 приведены кривые *4* и *5* для эмиттера, отравленного воздухом и почти потерявшего чувствительность. Характеристика *4* пересчитана из кривой *4* рис. 7. Характеристика *5* определена в точке Sb-Cs-клина, близкой к максимуму кривой $\gamma = f\ (d_{Sb})$ (d_{Sb} — толщина исходного слоя сурьмы). Обработка эмиттера воздухом вызвала резкий сдвиг максимумов у обеих кривых в левую часть, подобно уменьшению толщины слоя, настолько, что на графике обе кривые показывают лишь линейное уменьшение величины γ с повышением скорости первичного пучка. Та же тенденция к линейному уменьшению замечается и у характеристик *2* и *3* с правой стороны от максимума.

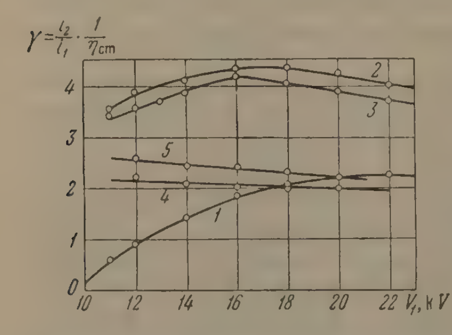


Рис. 8. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии из Sb - Cs-эмиттера $\gamma = \frac{i_2}{i_1} \cdot \frac{1}{\eta_{ст}}$ от скорости первичных электронов: *1* — для эмиттера с исходным слоем сурьмы 1000 Å, *2* — то же для слоя в 300 Å, *3* — то же для слоя в 150 Å, *4* — для эмиттера с исходным слоем сурьмы в 150 Å, отравленного воздухом, *5* — то же для слоя в 300 Å

Медленное уменьшение количества вторичных электронов после максимума тока может быть вызвано несколькими причинами; к ним относится изменение условий возбуждения вторичных электронов внутри слоя эмиттера, в частности, возможное уменьшение вероятности возбуждения при повышении скорости первичных электронов. При этом здесь может сказаться и увеличение доли электронов с большой энергией среди электронов первичного пучка, прошедших стеклянную пленку и вступивших в Sb-Cs-слой, поскольку повышение скорости первичного пучка не только увеличивает число проходящих сквозь стеклянную пленку электронов, но также несколько изменяет энергетический спектр проходящего пучка. Количество быстрых электронов среди вторичных должно при этом возрастать с повышением скорости первичного пучка, что и наблюдается на опыте.

Относительное количество быстрых вторичных электронов для разных толщин слоя эмиттера было определено путем измерения коэффициента вторичной эмиссии при задерживающем электроны потенциале коллектора 70 V (кривые *3* рис. 5, 6 и 7). На рис. 9 приведены характеристики, выражающие отношение количества вторичных электронов с энергиями, большими 70 eV, к общему числу вторичных электронов. Кривая *1* относится

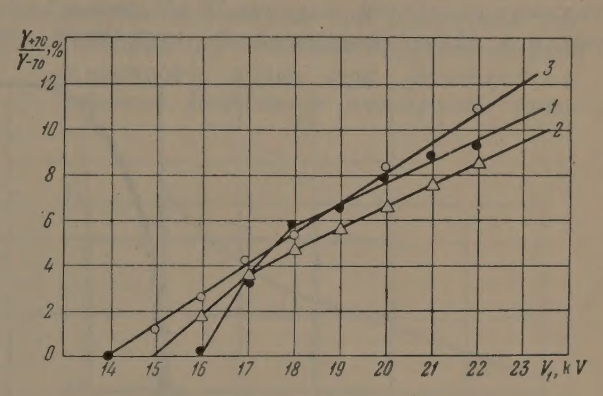


Рис. 9. Относительное количество электронов с энергией более 70 eV: *1* — для эмиттера с исходным слоем сурьмы в 1000 Å, *2* — то же для слоя в 300 Å, *3* — то же для слоя в 150 Å

к точке эмиттера с исходным слоем сурьмы в 0,1 μ, кривые *2* и *3* — к точкам со слоем сурьмы в 0,03 и 0,015 μ соответственно. Все характеристики после точки излома показывают линейное возрастание доли быстрых вторичных электронов с увеличением скорости первичного пучка. Наклон этих прямых зависит от толщины слоя, и наиболее крутой подъем наблюдается для более тонкого слоя эмиттера (кривая *3*). Однако разница в величине $\frac{\gamma_{+70}}{\gamma_{-70}}$ для эмиссии из слоев разной толщины крайне невелика, что подтверждает высказанный уже раньше вывод, что основное различие в величине коэффициента эмиссии γ определяется числом медленных электронов. Для детального рассмотрения важного вопроса об энергиях, выходящих из эмиттера электронов, были определены вольт-амперные характеристики в тех же точках, как и приведенные выше кривые.

Эти характеристики приведены на рис. 10. Кривая *1* определена для точки Sb-Cs-клина с исходным слоем сурьмы 0,015 μ, кривая *2* — для толщины 0,03 μ. Кривая для точки со слоем сурьмы 0,1 μ здесь не приведена, поскольку сравнение всех характеристик показало их малое различие между собой; отметим лишь, что для тонкого слоя эмиттера, в соответствии с приведенными выше результатами, наблюдается несколько большая доля быстрых электронов. Все кривые имеют также значительную группу электронов, выходящих под воздействием собирающего поля, и точки насыщения этих кривых сдвигаются довольно далеко в область положительных значений потенциала коллектора.

Следует указать, что в данном случае можно ожидать искажения формы вольт-амперных кривых и сдвига точки насыщения в область положительного потенциала коллектора в результате влияния сопротивления слоя и других причин. Измерения вольт-амперных характеристик Sb-Cs-слоя, сделанные нами ранее [2], показали, что при условии обеспечения хорошего контакта металлической подложки Sb-Cs-слоя и малого количества цезия сдвиг точки насыщения вольт-амперной кривой очень невелик, а в отдельных случаях отсутствует вовсе. Спецификой данного эксперимента является расположение Sb-Cs-эмиттера с большим сопротивлением на тонкой пленке диэлектрика, что может привести к растягиванию вольт-амперных характеристик, как это показал в свое время Яснопольский [4].

Дифференцированием вольт-амперных кривых можно было получить характеристики распределения вторичных электронов по энергиям (см. рис. 11, где приведена кривая распределения энергий для Sb-Cs-эмиттера с исходным слоем сурьмы в 0,015 μ).

В силу сказанного выше левая ветвь не может считаться определенной достаточно надежно и показана на графике пунктиром. Максимум кривой лежит для слоя данной толщины около 2 eV, а для слоя с исходным слоем сурьмы 0,03 μ сдвигается в сторону меньших значений энергий электронов примерно на 0,8 eV. Отсюда следует, что наивероятнейшая энергия электронов, выходящих из Sb-Cs-эмиттера при простреле его электронами больших скоростей, порядка 20 kV, равна 1—2 eV, т. е. такого же порядка, как и в случае «нормальной» вторичной эмиссии из Sb-Cs-эмиттера.

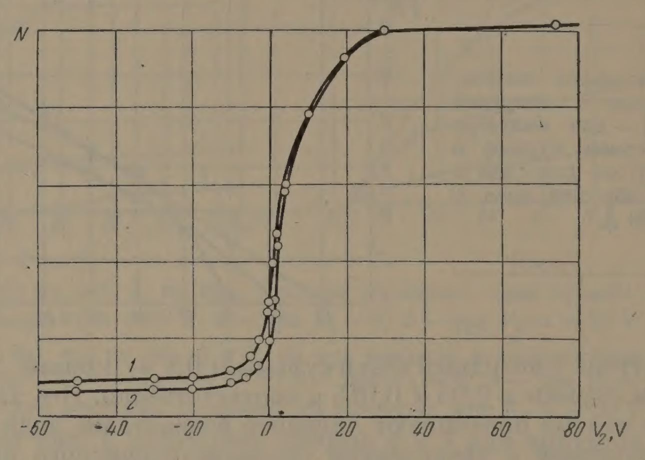


Рис. 10. Кривые задержки. Sb-Cs-эмиттер на пленке стекла БД толщиной 0,75 μ. Скорость первичных электронов 20 kV. По оси абсцисс отложено напряжение на коллекторе, по оси ординат — количество электронов: *1* — для эмиттера с исходным слоем сурьмы в 150 Å, *2* — то же для слоя в 300 Å

Песьяцкий [5], исследовавший вторичную эмиссию «на прострел» из металлических пленок, указывает также на то обстоятельство, что характер распределения энергий вторичных электронов «на прострел» из металлов близок к тому, который наблюдается в случае обычной вторичной эмиссии из металлов.

Величина вторичной эмиссии Sb-Cs-эмиттера «на прострел» оказалась зависящей от плотности тока первичного пучка. На рис. 12 приведены результаты измерений зависимости коэффициента эмиссии γ от плотности тока первичных электронов для Sb-Cs-эмиттера, изготовленного на слое сурьмы 0,12 μ, нанесенной на стеклянную пленку толщиной 0,75μ. Из графика следует, что для токов порядка микроампер с уменьшением плотности первичного тока γ монотонно возрастает. Измерения, сделанные на слое Sb-Cs-эмиттера другой толщины, показали подобный же ход зависимости $\gamma = f\ (j_1)$. Такой результат не связан с прохождением электронов через стеклянную пленку, поскольку коэффициент пропускания электронов стеклянной пленкой не зависит от плотности первичного пучка в этом диапазоне токов, что было проверено контрольными измерениями.

Следует указать при этом, что измерения зависимости коэффициента вторичной эмиссии от плотности первичного тока для кислородно-серебряно-цезиевых фотокатодов, сделанные в свое время нами [5], показали подобный же ход кривой $\delta = f\ (j_1)$. Для вторичной эмиссии с эффективных магниевых эмиттеров также наблюдается уменьшение коэффициента вторичной эмиссии при повышении плотности первичного тока. Отсюда можно заключить, что это явление присуще всем эффективным эмиттерам и, видимо, связано с изменением вероятности возбуждения вторичных электронов.

Результаты измерения углового распределения вторичных электронов «на прострел» будут детально обсуждены в отдельной статье, здесь укажем

лишь, что они показали существенную зависимость углового распределения от толщины слоя Sb-Cs-эмиттера. Для тонких слоев значительное число вторичных электронов выходит из эмиттера в направлении, перпендикулярном к его плоскости; для толстых слоев основное количество электронов, претерпевая соударения внутри эмиттера, выходит под различными углами.

Из сравнения характеристик вторичной эмиссии при различной толщине слоя можно также сделать некоторые заключения о передаче энергии первичного пучка при движении в эмиттере. Первичные электроны, попа-

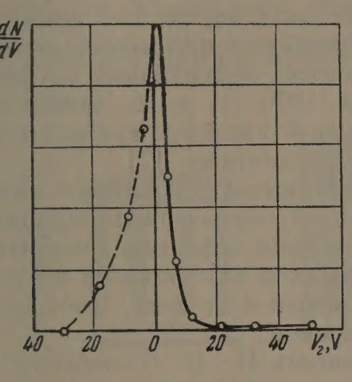


Рис. 11

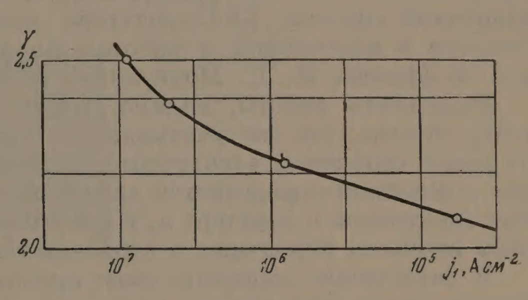


Рис. 12

Рис. 11. Распределение вторичных электронов по энергиям для эмиттера на пленке стекла БД, $d_{ст} = 75$ Å, с исходным слоем сурьмы в 150 Å. Скорость первичных электронов $V_1 = 20$ kV

Рис. 12. Влияние плотности тока первичных электронов на величину коэффициента вторичной эмиссии «на прострел». Толщина исходного слоя сурьмы 120 Å. Скорость первичных электронов $V_1 = 20$ kV, $V_2 = +70$ V. Коэффициент пропускания электронов стеклом $\eta_{ст} = 0{,}57$. Толщина пленки из стекла БД-1 $d_{ст} = 0{,}75$ μ

дая в слой эмиттера, испытывают резкое торможение и передают часть своей энергии вторичным электронам, причем основное количество вторичных электронов возникает в непосредственной близости от места падения, где они возбуждаются многочисленными электронами первичного пучка. По мере движения в глубь эмиттера число первичных электронов и их средняя энергия резко уменьшаются. Так, при скорости первичного пучка порядка 20 kV после прохождения слоя в 150 Å (считая по исходному слою сурьмы) лишь около 8% электронов сохранило энергии, бóльшие, чем 150 eV, а при прохождении слоя в 300 Å остаются лишь 5% электронов с энергиями больше 150 eV.

Исходя из результатов измерений, можно приблизительно подсчитать потери энергии вторичных электронов. Измерения распределения энергии для слоев с исходным слоем сурьмы в 0,015 μ и 0,03 μ показали различие в величине наивероятнейшей энергии примерно в 0,8 eV. Поскольку скорость электронов первичного пучка оставалась неизменной, это различие вызвано различием в потере энергий в толщине эмиттера. Вторичные электроны, вышедшие из тонкого слоя, обладают несколько большими энергиями, чем электроны из вдвое более толстого слоя, дополнительно затратившие часть энергии на прохождение удвоенного пути. Разделив разность значений энергии в максимумах кривых распределения на разность толщин слоя, получим значение потерь энергий вторичными электронами. Здесь существенным является вопрос о толщине слоя эмиттера. Во всех случаях, говоря о толщине слоя, мы давали его значение в величинах исходного слоя сурьмы, рассчитанных по весу использованного шарика сурьмы, считая плотность напыленного слоя неизменной во всех точках слоя. Последнее оказывается не совсем справедливым, поскольку плотность напыляемого в вакууме металла может примерно на 25% отличаться от плотности компактного металла. При формировании эмиттера в слой вводится значительное количество цезия. Выполненные нами предваритель-

ные измерения коэффициента «разбухания» Sb-Cs-эмиттера показали, что толщина Sb-Cs-эмиттера примерно в 2,5÷3,5 раза превосходит толщину исходного слоя сурьмы. Тогда для значений потерь энергии вторичных электронов получаем величину около 0,02 eV $\text{м}\mu^{-1}$, что близко к величине потерь, полученной Моргулисом и Дятловицкой [6] для вторичной эмиссии Sb-Cs-катода «с фронта».

Ранее было отмечено соотношение между эффективной глубиной выхода вторичных электронов и положением максимума характеристики $\gamma = f(d)$. Толщина слоя сурьмы в максимуме была определена в 400 Å. При толщине слоя сурьмяно-цезиевого эмиттера, втрое превышающей толщину исходного слоя сурьмы, получаем значение эффективной глубины вторичной эмиссии Sb-Cs-эмиттера порядка 1200 Å, т. е. величину, близкую к полученной в работах по вторичной эмиссии Sb-Cs-эмиттеров «с фронта» Н. Д. Моргулисом и его сотрудниками [7].

Результаты работы, видимо, подтверждают высказывавшуюся ранее точку зрения, что (не учитывая влияния полей, вызываемых зарядами на выход вторичных электронов) вторичная эмиссия эффективных эмиттеров в основном определяется характером процессов возбуждения вторичных электронов в эмиттере и, в значительно меньшей степени, соотношением пробегов первичных и вторичных электронов.

В заключение выражаю свою признательность П. В. Тимофееву за рекомендацию темы и постоянное внимание к данной работе

Всесоюзный электротехнический институт

Цитированная литература

1. Пятницкий А. И., см. настоящий номер журнала, стр. 456.
2. Пятницкий А. И., Радиотехн. и электроника, **2**, 714 (1957).
3. Яснопольский Н. Л., ЖТФ, **10**, 1813 (1940).
4. Песьяцкий Н. Ф., ЖТФ, 9, 188 (1939).
5. Тимофеев П. В., Пятницкий А. И., ЖТФ, **10**, 1 (1940).
6. Дятловицкая Б. И., ДАН СССР, 53, 641 (1948), ЖТФ, **22**, 84 (1952); Моргулис Н. Д., ЖТФ, 9, 853 (1939).
7. Моргулис Н. Д., Находкин Н. Г., ДАН СССР, **94**, 1029 (1954); Моргулис Н. Д., Борзяк П. Г., Дятловицкая Б. И., Изв. АН СССР, Серия физич., **12**, 126 (1948).

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДАМ А. И. ПЯТНИЦКОГО

Н. Л. Яснопольский. Какая часть электронов проходит?

А. И. Пятницкий. Это зависит от толщины стеклянной пленки. При толщине в 1 μ проходит более половины всех электронов при скорости первичных электронов порядка 20 kV.

Н. Д. Моргулис. Какой в ваших опытах имел место закон торможения и как резко менялась средняя энергия электрона при изменении толщины?

А. И. Пятницкий. Торможение происходит резко. При линейном законе мы имели бы большее количество вторичных электронов, выходящих из верхних слоев эмиттера. Средняя энергия вторичных электронов изменялась на 0,8 eV при изменении толщины исходного слоя сурьмы от 150 до 300 Å.

П. Г. Борзяк. Медленные электроны должны все равно отразиться, будет ли заряд на поверхности или в глубине пленки.

А. И. Пятницкий. Если заряд расположен в глубине, то отражение будет значительно меньше.

Красовский. Нами также исследовалась вторичная электронная эмиссия на прострел Sb-Cs_3-эмиттера, причем в нашем случае использовалась металлическая подложка, поэтому осложнений из-за зарядки не возникало. Мы не обнаружили максимума в кривой $\sigma_{\text{макс}} = f(d)$, где d — толщина Sb-Cs_3-эмиттера. Нами установлено также, что по мере утолщения Sb-Cs_3-слоя максимум кривой в. э. э. незначительно перемещается в сторону больших ускоряющих напряжений. При измерении одних и тех же мест эмиттера на прострел и на отражение было обнаружено: 1) кривые подобны; 2) $\sigma_{\text{макс}}$ на прострел, как правило, меньше, чем на отражение. Такая разница объясняется тем, что спектр первичных электронов сильно растянут. Поэтому при простреле эмиттера не все электроны могут одинаково интенсивно участвовать в образовании вторичных электронов. Неудивительно, что при этом величина коэффициента в. э. э. меньше. Максимальный коэффициент в. э. э., который был нами получен, $\sim$7.